ORSAY
n° d'ordre : 579

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

le diplôme de DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Philippe LIATARD

SUJET :

Développement et qualification de la mesure du taux de vide par diffusion neutronique

Soutenue le 9 juin 1983 devant la Commission d'Examen :

Président :	MM.	A. HERPIN
Examinateurs :		M. CHABRILLAC
		J.-F. MUSSO
		J.-M. DELHAYE
		P. REUSS

UNIV.
LEIDEN
1878

ORSAY
n° d'ordre : 579

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

le diplôme de DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Philippe LIATARD

SUJET :

Développement et qualification de la mesure du taux de vide par diffusion neutronique

Soutenue le 9 juin 1983 devant la Commission d'Examen :

Président :	MM.	A. HERPIN
Examinateurs :		M. CHABRILLAC
		J.-F. MUSSO
		J.-M. DELHAYE
		P. REUSS

REMERCIEMENTS

J'exprime ici toute ma gratitude à Monsieur le Professeur André HERPIN, qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de thèse.

Monsieur Marcel CHABRILLAC, Chef de la Division Procédés de la Société Framatome, a dirigé cette thèse ; je le prie de trouver ici ma respectueuse reconnaissance.

Je remercie également Monsieur Francis MERCHIE, Chef du Service des Piles de Grenoble pour l'accueil qu'il m'a réservé et les moyens importants qu'il a mis à ma disposition pour le bon déroulement des travaux de thèse.

Monsieur Jean-François MUSSO, Ingénieur au Service des Piles, m'a fait constamment bénéficier de son expérience précieuse ; il a de plus accepté de participer au jury et je l'en remercie.

Monsieur Jean-Marc DELHAYE, Chef du Groupe de Recherches Fondamentales au Service des Transferts Thermiques de Grenoble a porté un grand intérêt à mon travail. Je le remercie vivement pour ses conseils en particulier dans la partie thermohydraulique.

Monsieur Paul REUSS, Adjoint au Chef du Service d'Etude de Réacteurs et de Mathématique Appliquée à Saclay, m'a fait bénéficier de son expérience en neutronique ; ses conseils critiques m'ont particulièrement aidé dans la partie théorique de ce travail ; je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie également Monsieur Michel DESTOT, qui dirige avec compétence et efficacité le Groupe Physique du Service des Piles de Grenoble. Je suis très sensible à la confiance qu'il m'a constamment témoignée ; ses conseils ont souvent été pour moi plus qu'un apport professionnel. Aussi, je le prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

.../...

Monsieur COURTAUD, Adjoint au Chef du Service des Transferts Thermiques de Grenoble, a toujours porté un vif intérêt à ce travail. Cela a été pour moi un facteur d'encouragement et je l'en remercie.

Monsieur DUBUS, Chef du Laboratoire des Accélérateurs du Service des Basses Températures, a mis à ma disposition le générateur de neutrons. Il m'a souvent guidé dans la conduite des essais et je tiens à lui exprimer ma gratitude.

Je tiens aussi à remercier tous mes collègues du Groupe Physique, qui forment une équipe très sympathique et dynamique, ce qui ne fait qu'améliorer son efficacité, qui m'a été des plus précieuses.
Je remercie Monsieur Philippe DELSOL pour son aide très efficace dans la réalisation des dispositifs expérimentaux.

Le personnel du Laboratoire des Accélérateurs m'a réservé un très bon accueil. Monsieur Gérard JALLIFIER s'est toujours attaché avec soin et minutie à m'aider dans la réalisation expérimentale de ce travail.

Le travail de liaison administrative avec l'Université accompli par Mademoiselle Madeleine BARON, ingénieur à la Division d'Etudes et de Développement des Réacteurs m'a été d'un grand secours.

La frappe de cette thèse a constitué une surcharge de travail importante pour les secrétaires du Service des Piles. Je remercie aussi plus particulièrement Madame Monique GROS D'AILLON, Madame Bernadette COCHE et Mademoiselle Brigitte CAUSSE pour la réalisation soignée de ce travail fastidieux.

oooOOOooo

ABSTRACT

This thesis describes the method of void fraction measurement using neutron scattering applied to great diameter canalisations.

We use a 3 MeV and 14 MeV energy neutron source (4.10^{11} neutrons/s maximal intensity on 4 π). These neutrons are generated by a 400 keV deuton electrostatic accelerator.

The neutrons reaching the canalisation slow down and diffuse by hitting the hydrogen nucleus of the double phase water-steam.

By the counting of thermal neutron diffusing it becomes possible to measure the void fraction averaged over a 10 to 20 cm wide volume. This wideness defines the detection volume characteristic of the experimental configuration. The quality of this method has been tested by simulating the flow with nylon with different variations of void fraction, different flow regimes and various cylindrical and sophisticated geometries.

Applications of this void fraction determination method could be projected, particularly with thick steel wall canalisations. In this case, the method appears as the only non invasive technique.

S O M M A I R E

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - CHOIX DE LA METHODE DE DIFFUSION DE NEUTRONS RAPIDES 5

I.1 - POSITION DU PROBLEME 5

I.1.1 - Définitions des taux de vide moyens dans un écoulement diphasique 5

a) - Taux de vide instantané 5

b) - Taux de vide local 6

c) - Taux de vide mesurable 7

I.1.2 - Ecoulement double phase 8

I.1.3 - Objectifs de l'étude 8

I.2 - METHODES DE MESURE DE TAUX DE VIDE A BASE DE RAYONNEMENTS 9

I.2.1 - Mesure de l'atténuation du rayonnement incident 9

I.2.2 - Mesure de la diffusion du rayonnement incident 12

I.2.3 - Mesure d'un rayonnement gamma secondaire 15

I.2.4 - Choix d'une méthode 15

I.3 - CHOIX D'UNE SOURCE DE NEUTRONS 16

I.3.1 - Critères de qualité de la méthode de diffusion 16

I.3.2 - Optimisations réalisées par les expérimentateurs 17

I.3.3 - Source de neutrons rapides 18

I.3.4 - Bilan des essais déjà réalisés avec la source de neutrons rapides 19

I.4 - CHOIX DE LA METHODE DE DETECTION 20

I.4.1 - Choix du détecteur 20

I.4.2 - Positionnement du détecteur 20

I.4.3 - Détection des neutrons thermiques seuls 22

I.5 - CONCLUSION 22

Pages

CHAPITRE II - ETUDE DU VOLUME DE CONTROLE 23

II.1 - APPROCHE THEORIQUE 23

II.1.1 - Hypothèse de linéarité de la réponse. Modèle de Yurova 23
II.1.2 - Physique de la mesure 28

a) - Etalonnage 28
b) - Volume de contrôle 30
c) - Etude de la réponse à de fortes variations de taux de plein 33
d) - Conclusion 35

II.2 - APPROCHE EXPERIMENTALE 36

II.2.1 - Configuration expérimentale 36

a) - Appareillage général 36
b) - Section d'essai 38

II.2.2.- Variations du volume de contrôle avec la configuration expérimentale 39

a) - Choix de l'énergie des neutrons incidents 41
b) - Influence de l'acier du canal 42
c) - Effet des collimations sur le volume de contrôle 43
d) - Influence du spectre des neutrons détectés 44

II.2.3 - Variations du volume de contrôle avec le taux de plein 45

a) - Essais 45
b) - Interprétation à l'aide du modèle de Yurova 46
c) - Conclusion 48

CHAPITRE III - MESURE DU TAUX DE VIDE EN GEOMETRIE SIMPLE POUR DIFFERENTS REGIMES D'ECOULEMENT 49

III.1 - PRINCIPE DE MESURES 50

Pages

III.1.1 - Importance de l'étalonnage 50
III.1.2 - Formes de nylon simulant des variations axiales de taux de plein 51
a) - Variations axiales à gradient constant 51
b) - Variations axiales quelconques 52
III.1.3 - Définition d'une moyenne sur les variations de taux de plein 53
a) - Simulation de différents régimes d'écoulement 53
b) - Définition d'une moyenne pondérée 53
c) - Simplification du modèle 54

III.2 - PRECISION DE LA MESURE 56

III.2.1 - Statistique de comptage 56
III.2.2 - Autres sources d'erreurs 57
a) - Configuration expérimentale 57
b) - Linéarité de l'étalonnage 57
c) - Erreurs sur la valeur moyenne $\bar{n}(Z)$ 58

III.3 - ESSAIS DE QUALIFICATION D'UNE METHODE DE MESURE EN GEOMETRIE SIMPLE 59

III.3.1 - Régime établi 60
a) - Mesures de variations à gradient constant 60
b) - Mesures de variations réelles de taux de plein 64
c) - Mesures de fortes variations de taux de plein 65
d) - Conclusion 65

III.3.2 - Régime lentement variable 66
a) - Appareillage utilisé 66
b) - Mesures de distributions à gradient constant 66
c) - Mesures de distributions caractérisant des écoulements à bouchons 69

Pages

III.3.3 - Régime transitoire 71

a) - Objectif des mesures 71
b) - Cas du défilement d'un seul échelon de taux de plein 72
c) - Mesures sur diverses variations 73

III.4 - CONCLUSION DES MESURES EN GEOMETRIE SIMPLE 74

CHAPITRE IV - APPLICATIONS 75

IV.1 - MESURE SUR UNE GRAPPE CHAUFFANTE 75

IV.1.1 - Maquette de la section d'essai Oméga 75
IV.1.2 - Campagne d'étalonnage 76
IV.1.3 - Réponses au cas du bouchon 78
IV.1.4 - Conclusion des essais en géométrie complexe 79

IV.2 - MESURES DU TAUX DE VIDE SUR LE CIRCUIT PRIMAIRE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE A EAU 79

IV.2.1 - Intérêt de cette application 81
IV.2.2 - Application préliminaire sur l'installation PHEBUS 81
IV.2.3 - Conclusion 81

CONCLUSIONS 83

NOMENCLATURE 85
BIBLIOGRAPHIE 86
FIGURES
ANNEXES

oOo

INTRODUCTION

Les études sur la détermination du taux de vide dans des écoulements diphasiques ne datent pas d'aujourd'hui.

De nombreux travaux ont été menés sur ce sujet, à travers le monde entier depuis longtemps.

Les études de sûreté des réacteurs de la filière à eau légère ont donné une impulsion nouvelle au développement des études relatives aux écoulements diphasiques, en situation incidentelle ou accidentelle.

Le respect des critères de sûreté sur ces réacteurs nécessite la connaissance de l'évolution de la température du combustible en tout point et de la pression tout au long des séquences accidentelles. Ces grandeurs dépendent des conditions d'écoulement dans le coeur qui sont elles-mêmes fonction du comportement global du circuit primaire. Les accidents de perte de réfrigérant primaire, qui sont les accidents principalement étudiés, se caractérisent par le passage de l'eau primaire à ébullition sous l'effet de la baisse de pression. Il faut donc analyser l'évolution des écoulements diphasiques eau-vapeur à l'intérieur d'une très large gamme de paramètres : la pression pouvant varier de 170 à quelques bars, les vitesses d'écoulement des valeurs soniques dans la vapeur à des valeurs très faibles, le taux de vide de 0 à 1.

.../...

Pour des raisons d'ordre économique, technique et de sûreté, il est impossible de réaliser toutes les phases accidentelles prévues, en vraie grandeur sur les systèmes réels. Aussi l'analyse des accidents passe obligatoirement par la simulation des systèmes étudiés ; la modélisation des écoulements diphasiques constitue alors l'élément central de cette simulation.

La conception, l'élaboration, l'ajustement et les tests de représentativité des modèles s'appuient sur un ensemble très complet de résultats expérimentaux. Ils sont obtenus à l'aide de dispositifs instrumentés, boucles ou sections d'essai, représentations partielles de systèmes plus complexes qui traduisent les principales grandeurs caractéristiques de l'écoulement, aussi bien en régime établi qu'en régime transitoire. Parmi ces variables, le taux de vide est une grandeur de premier ordre. Sa connaissance permet notamment la détermination des pertes de pression et l'évaluation des coefficients de transfert de chaleur.

Dans le cadre de ces études de sûreté l'objectif poursuivi est la détermination du taux de vide global dans la section droite d'un écoulement eau-vapeur. Cette connaissance du taux de vide global se révèle aussi précieuse pour les expériences de transfert de chaleur type OMEGA [7] que pour des expériences de dépressurisation type CANON [2], SUPERMOBYDICK [17], DADINE [3] ou même le réacteur PHEBUS [47].

De ce point de vue, il convient de rappeler les études qui ont précédé celle-ci et en particulier, celles réalisées au Centre d'Etudes Nucléaires de GRENOBLE:

* RIEGEL (1978) [2]
* DUCROS (1980) [1]
* FREITAS (1981) [3]

.../...

Ces études ont mis en lumière tout l'intérêt que présentait la méthode de diffusion de neutrons. Méthode qui ne perturbe pas l'écoulement, elle permet par ailleurs de faire quasi abstraction des parois métalliques des canalisations. Cette méthode est en outre insensible à l'activité de l'eau du circuit primaire des réacteurs, ce qui la laisse envisager comme un système d'alarme en cas d'incident ou d'accident sur les réacteurs type P.W.R.

Dans cette thèse, nous justifions tout d'abord les choix effectués parmi les sources de neutrons et les diverses méthodes de détection du flux de neutrons thermiques diffusés. En s'appuyant surtout sur les essais déjà réalisés, nous définirons une configuration expérimentale générale.

La deuxième partie du travail entrepris concerne un point très peu abordé par les expérimentateurs jusqu'à ce jour, à savoir la définition du volume de contrôle de la mesure. Cette partie a permis en outre de tester un modèle mathématique de la mesure.

Nous nous sommes attachés ensuite à vérifier la qualité de cette méthode de détermination du taux de vide à l'aide d'un ensemble de formes de simulation de l'écoulement, permettant de vérifier la méthode sur des variations de taux de vide plus ou moins importantes en régime établi puis lors de transitoires plus ou moins rapides. Ces essais ont porté sur une canalisation simple d'acier de diamètre 125 x 12,5.

Enfin, nous nous sommes intéressés à une application réelle de cette méthode pour un cas de géométrie complexe.

.../...

Nous avons ainsi procédé à l'étalonnage de cette méthode sur la maquette de la grappe chauffante (5 x 5) utilisée sur l'installation Omega pour les expériences analytiques de mesure de transfert de chaleur dans le coeur des réacteurs P.W.R en phase accidentelle.

o o o

CHAPITRE I - CHOIX DE LA METHODE DE DIFFUSION DE NEUTRONS RAPIDES

Nous présentons dans ce chapitre les éléments qui nous ont conduits au choix de la méthode de diffusion de neutrons rapides, pour la mesure du taux de vide global dans un écoulement diphasique, avec d'épaisses canalisations d'acier (épaisseur supérieure à 1 cm).

I.1 - POSITION DU PROBLEME

I.1.1 - Définitions des taux de vide moyens dans un écoulement diphasique

Soit X_G la variable caractéristique de la phase gazeuse définie en un point M de l'écoulement à l'instant t :

$$X_G(M,t) \triangleq \begin{cases} 1 \text{ si M appartient à la phase gazeuse} \\ 0 \text{ si M appartient à la phase liquide} \end{cases} \quad (I.1.1.)$$

a) - Taux de vide instantané R_{Gn} sur un domaine D de dimension n :

A l'instant t, tout domaine de l'écoulement (segment, surface ou volume) peut être décomposé en deux sous-domaines complémentaires :

$$D_n = D_{Gn} + D_{Ln} \quad (I.1.2.)$$

caractérisant les phases liquide et vapeur.

.../...

On définit alors un opérateur moyenne

$$\langle \rangle_n \triangleq \frac{1}{D_n} \int_{D_n} dD_n \qquad (I.1.3.)$$

qui permet d'introduire le taux de vide instantané

$$R_{Gn}(t) \triangleq \langle X_G(M,t) \rangle_n = \frac{D_{Gn}(t)}{D_n} \qquad (I.1.4.)$$

ce qui donne les taux de vide instantanés sur une corde L, une section S ou un volume V :

$R_{G1} = \frac{L_G}{L}$	$R_{G2} = \frac{S_G}{S}$	$R_{G3} = \frac{V_G}{V}$

b) - Taux de vide local α_G sur un intervalle de temps T

Au point M, tout intervalle de temps T peut être décomposé en deux temps T_G et T_L qui représentent le total du temps pendant lequel le point M appartient respectivement à la phase gazeuse et à la phase liquide pendant T

$$T = T_G + T_L \qquad (I.1.5.)$$

On définit alors un opérateur moyenne :

$$\overline{} \triangleq \frac{1}{T} \int_{t - T/2}^{t + T/2} dt \qquad (I.1.6.)$$

.../...

qui permet d'introduire le taux de vide local α_G :

$$\alpha_G (M) \triangleq \overline{X_G (M,t)} = \frac{T_G (M)}{T} \quad (I.1.7.)$$

c) - Taux de vide mesurable α

La grandeur qu'il est possible de mesurer est le taux de vide moyen sur un domaine D_n et pendant un temps T, c'est-à-dire d'après les définitions précédentes :

$$\alpha_n \triangleq \overline{R_{Gn} (t)} \qquad \text{ou} \qquad \alpha_n = \langle \alpha_G (M) \rangle_n \quad (I.1.8.)$$

Ces deux quantités sont égales puisque les opérateurs "moyenne" sont commutatifs.

On peut de la même façon définir le taux de plein sur le domaine D de dimension n par :

$$\eta_n \triangleq R_{Ln} (t) = \langle \alpha_L (M) \rangle_n = 1 - \alpha_n \quad (I.1.9.)$$

Le domaine qui nous intéresse particulièrement est une section droite de l'écoulement; c'est donc la valeur de α_2 ou de η_2 que l'on cherche à mesurer. Pratiquement on aura accès seulement à une moyenne de α_2 (ou de η_2) sur une longueur finie de l'écoulement ; cette moyenne notée α correspond au taux de vide moyen sur un domaine de dimension 3 :

$$\alpha \triangleq \alpha_3 \qquad \eta \triangleq \eta_3 \quad (I.1.10)$$

.../...

Ce domaine est appelé volume de contrôle, il est caractéristique de la méthode de mesure utilisée.

En général on utilisera plutôt le taux de plein η.

I.1.2 - Ecoulement diphasique

Les écoulements diphasiques peuvent être classés d'après les différents régimes que l'on observe en particulier lors de l'ébullition dans un canal. La figure I.1, montre par exemple les différents régimes observés au cours du renoyage d'un canal chaud (3). La complexité de l'évolution du taux de vide avec le régime d'écoulement impose à toute mesure de taux de vide moyen d'être indépendante de la répartition des phases. La connaissance de cette répartition caractéristique du régime reste tout de même importante, mais fera souvent l'objet d'un système de mesure indépendant.

I.1.3 - Objectifs de l'étude

Le but de cette étude est la mesure d'un taux de vide moyen tel que celui défini en I.1.1.c en régime transitoire pour un écoulement diphasique eau-vapeur dans un canal présentant une paroi d'acier épaisse. Cette mesure de taux de vide devra être indépendante du régime de l'écoulement double phase. La méthode employée pourra s'appliquer sur un canal cylindrique de grand diamètre (de l'ordre de 10 cm) en géométrie simple comme dans le cadre d'une géométrie complexe (type grappes) de l'écoulement.

.../...

Pour cela nous allons examiner les solutions déjà élaborées sur le plan expérimental sur différentes géométries d'écoulement.

I.2 - METHODES DE MESURE DE TAUX DE VIDE A BASE DE RAYONNEMENTS

Les méthodes de mesure de taux de vide recouvrent une grande partie de la physique expérimentale. HEWITT [6] DELHAYE [4] et DUCROS [1] proposent des documentations détaillées de toutes ces méthodes. Les mesures à base de rayonnement atténué ou diffusé par l'écoulement nous semblent les plus adaptées à notre cas, parce que tout en constituant des techniques non perturbantes elles peuvent s'appliquer à des écoulements sous pression dans de grosses canalisations.

I.2.1 - Mesure de l'atténuation du rayonnement incident

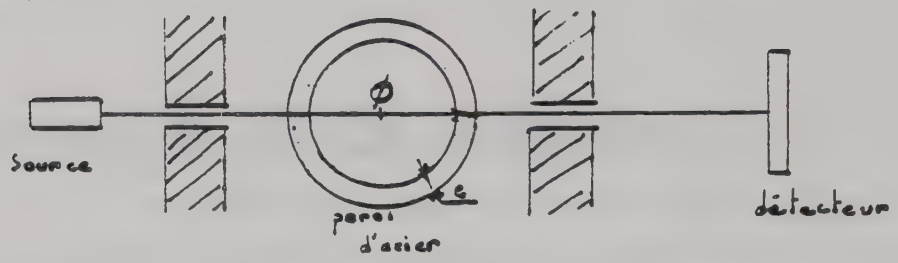
Le principe des mesures d'atténuation est le même, qu'il s'agisse de rayons X et γ, d'un rayonnement β et même de neutrons : un rayonnement monochromatique d'intensité I_o traversant un matériau d'épaisseur x subit une atténuation d'intensité telle que le rapport de l'intensité émergente I à l'intensité incidente I_o soit :

$$\frac{I}{I_o} = \exp\left[-\mu x\right] \quad \text{(I.2.1.)}$$

Le coefficient μ est le coefficient d'atténuation spécifique du matériau traversé ; pour les neutrons il s'agit de la section efficace macroscopique d'interaction.

.../...

Dans le cas d'un canal d'acier d'épaisseur e contenant un écoulement diphasique de géométrie cylindrique (diamètre Ø), où l'on applique un rayonnement monochromatique collimaté (mesure suivant une corde) :



l'expression du contraste $\frac{I}{I_o}$ devient :

$$\frac{I}{I_o} = \exp[-\mu_p e] \cdot \exp[-\mu_l(1-\alpha)\emptyset] \cdot \exp[-\mu_v \alpha \emptyset] \quad (I.2.2.)$$

On peut comparer dans le cas qui nous intéresse ($e \sim 1$ cm, $\emptyset \sim 10$ cm), les valeurs des contrastes obtenus avec différentes énergies X et γ et différentes sources neutroniques. C'est l'objet de la fig. I.2 où l'on voit qu'il est nécessaire de disposer de photons d'au moins 70 KeV pour percer une canalisation d'un cm d'épaisseur (les abaques relatifs à l'acier sont très voisins de ceux du fer). Le rayonnement X, γ peut donc convenir, l'utilisation d'une "fenêtre" dans le canal où l'épaisseur d'acier est plus faible, rendant cette méthode encore plus efficace.

De nombreux auteurs ont utilisé cette méthode d'atténuation de photons [(18) à (16)]. Les sources de rayons X semblent tout de même beaucoup plus intéressantes du fait de leur intensité très importante et de leur souplesse d'emploi par rapport aux sources γ . La solution la plus performante semble être la méthode appelée "multifaisceau X" [17], [18], développée en particulier au Service des Transferts Thermiques de GRENOBLE, sur SUPER MOBY-DICK.

.../...

Cette méthode permet,à partir de plusieurs mesures de taux de vide sur une corde, de remonter à la connaissance de la configuration de l'écoulement comme à celle du taux de vide moyen dans la section de l'écoulement. Elle a pu être mise en oeuvre avec succès sur des canaux de 10 cm de diamètre en pratiquant une fenêtre dans la paroi de la canalisation.

L'emploi d'une source de neutrons dans une méthode d'atténuation a été étudié expérimentalement par HARMS [19] à [25] à partir d'un spectre de neutrons de pile. Il est ainsi possible, comme dans la méthode "multifaisceau X", de remonter à la connaissance du taux de vide moyen sur une section ainsi qu'à une image de cette section pour des canaux rectangulaires de 2 à 2,5 cm de côté. Ces problèmes de reconstruction d'image sont tout à fait analogues à ceux rencontrés en tomographie médicale.

L'intérêt d'utiliser des neutrons apparait clairement dans la fig. I.2 avec l'atténuation beaucoup plus importante qu'ils subissent en traversant 10 cm d'eau par rapport à celle subie au travers d'un cm de fer et ce pratiquement quelle que soit la source choisie. Il est évident pourtant que les neutrons ne doivent pas être complétement absorbés dans la canalisation. HARMS fait remarquer que la méthode utilisée n'est valable que pour des canaux dont le diamètre n'excède pas 3 à 4 fois le libre parcours moyen des neutrons dans l'eau. C'est pourquoi avec un spectre de neutrons issu d'un réacteur expérimental, il ne semble pas possible d'appliquer cette méthode sur des canaux de 10 cm de diamètre (fig. I.4).

L'utilisation d'un rayonnement β pour cette mesure peut être aussi envisagée, si l'on peut pratiquer cette "fenêtre" dans la paroi du canal. Pour avoir un ordre de grandeur des énergies β utilisables, on peut noter le parcours des β de 30 MeV dans l'eau : de l'ordre de 13 cm. Certains auteurs ont mis en évidence les avantages

.../...

de cette méthode sur de petites canalisations [26] et [27].

Parmi ces méthodes d'atténuation, le choix va souvent en faveur de l'utilisation des rayons X, à cause de l'intensité disponible à la source, ce qui permet une incertitude statistique très faible, en conciliant une souplesse d'emploi intéressante.

I.2.2 - Mesure de la diffusion du rayonnement incident

La mesure d'un rayonnement γ diffusé par effet COMPTON peut être envisagé pour une détermination de taux de vide local et quelques auteurs se sont intéressés à cette méthode [28] à [32]. Il semble que les taux de comptage obtenus ne permettent pas la mesure de variations de taux de vide. Pourtant une méthode identique peut être appliquée avec un générateur X délivrant des flux 10 à 100 fois plus importants.

Le principe d'une mesure directe du taux de vide moyen dans une section droite de l'écoulement, constitue une méthode décrite par de nombreux auteurs. C'est la méthode de mesure des neutrons thermiques diffusés à la suite du ralentissement des neutrons incidents sur l'hydrogène de l'eau contenue dans le canal. Ces neutrons sont captés à l'extérieur par des détecteurs de neutrons thermiques qui produisent un signal fonction croissante de la quantité d'eau.

On étalonne donc préalablement la réponse des détecteurs en fonction de la fraction η de liquide, appelée taux de plein, présent dans la canalisation. La courbe d'étalonnage obtenue est ensuite utilisée pour évaluer le taux de plein à partir de la réponse des détecteurs. On déduit immédiatement le taux de vide par :

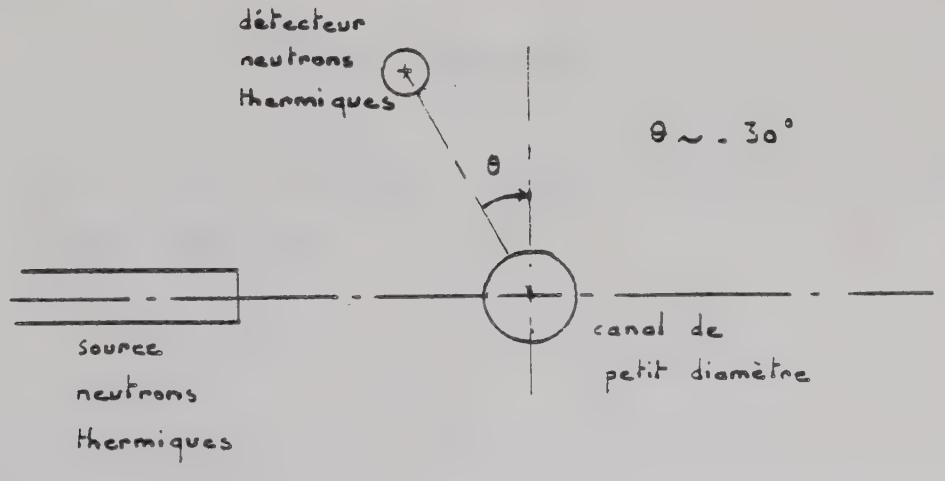
$$\alpha = 1 - \eta$$

.../...

JACKSON et AL [33] ont expérimenté pour la première fois, en 1968, la méthode de diffusion des neutrons rapides pour mesurer le taux de vide d'un écoulement eau-vapeur dans une canalisation d'acier de forte épaisseur.

Le tableau fig. I.3 présente les principales caractéristiques expérimentales retenues par les différents auteurs [1] - [3] et [33] - [42] qui ont utilisé, étudié et développé cette méthode. On ne trouve pas dans ces travaux de référence aux écoulements en géométrie complexe, à l'exeption d'une étude de faisabilité de M. BANERJEE relative à la mesure du taux de vide dans une grappe chauffante [41] - 42

Ce qui distingue essentiellement une mesure de diffusion d'une mesure d'atténuation, c'est la position du détecteur par rapport à l'axe du rayonnement incident. Si on utilise une source de neutrons thermiques, tel le spectre d'un réacteur à eau, la position du détecteur de neutrons thermiques est très importante car il intervient toujours deux composantes dans le spectre des neutrons détectés : celle due aux neutrons diffusés qui permet la mesure moyenne du taux de vide et celle due aux neutrons transmis qui reste fortement dépendante de la répartition des phases liquide et vapeur. Il convient de placer le détecteur, comme l'a montré FREITAS [3], dans une position éliminant au maximum la composante des neutrons transmis sans choc (fig. ci-dessous).



.../...

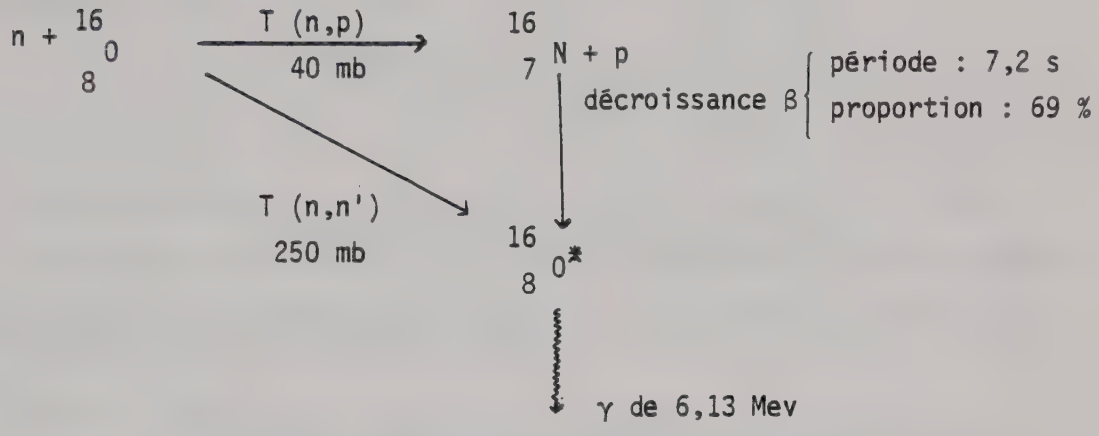
Avec une source de neutrons rapides, le problème est résolu par l'emploi des détecteurs à bore ou à hélium qui ne sont pas sensibles aux neutrons rapides, qui constituent dans ce cas les seuls neutrons transmis. Pour un canal donné, comme la section efficace totale des neutrons dans l'eau diminue globalement lorsque l'énergie des neutrons croît, pour obtenir une information suffisante due à la diffusion des neutrons, l'énergie source ne doit pas excéder une certaine valeur E max. D'autre part pour obtenir une information moyenne sur la section les neutrons doivent diffuser de manière équiprobable dans toute cette section, pour cela leur énergie doit être suffisante (> E min.). Il existe donc pour cette mesure de diffusion une optimisation de l'énergie des neutrons source en fonction du diamètre du canal étudié. G. DUCROS a étudié théoriquement cette optimisation en énergie de la source [1] et nous utiliserons ses résultats pour choisir la source la mieux adaptée au diamètre que nous nous proposons d'étudier (cf. § I.3.2).

L'observation des diamètres étudiés par les expérimentateurs en fonction des spectres des sources qu'ils ont choisis confirme simplement cette nécessaire optimisation. On peut rapprocher les diamètres de la variation du libre parcours moyen des neutrons dans l'eau (fig. I.4) On note la variation importante du libre parcours moyen pour les neutrons rapides, ce qui rend l'optimisation en énergie encore plus importante au-delà de 1 MeV.

.../...

I.2.3 - Mesure d'un rayonnement gamma secondaire

Le principe d'une méthode de détection d'un rayonnement gamma secondaire a été envisagé par G. DUCROS [1]. Il est basé sur la réaction de capture des neutrons de 14 MeV par l'oxygène :



Il semble que cette méthode donne accès à une détermination du taux de vide local car les taux de comptage obtenus avec un scintillateur - photomultiplicateur semblent importants. Il faut noter que la méthode qui utilise les mêmes réactions nucléaires avec une source de neutrons pulsés [43], [44] permet déjà des mesures de débit dans des écoulements double-phase.

I.2.4 - Choix d'une méthode

Pour une mesure de taux de vide global dans une section droite en régime transitoire la mesure par diffusion de neutrons s'impose généralement.

.../...

C'est la conclusion que l'on peut tirer du tableau de sélection des mesures de taux de vide (HEWITT [5] fig. 10.2.9).

Il est nécessaire maintenant de définir plus précisément les paramètres expérimentaux qui rendront la méthode performante. Tout d'abord la source de neutrons doit être optimisée en fonction des diamètres des canaux que l'on veut étudier ; ensuite il faut choisir une méthode de détection sachant que ce choix ne dépend en fait que de la position et du choix du détecteur.

I.3 - CHOIX D'UNE SOURCE DE NEUTRONS

I.3.1 - Critères de qualité de la méthode de diffusion

Pour être interprétable, la méthode de diffusion des neutrons doit répondre aux critères suivants :

1 - la réponse des détecteurs doit être une fonction monotone du taux de vide. C'est une fonction linéaire qui donne la meilleure répartition de sensibilité sur toute la plage de variation du taux de vide,
2 - la réponse doit être indépendante de la répartition entre la phase vapeur et la phase liquide,
3 - le contraste, défini par le rapport entre le taux de comptage tube plein d'eau et le taux de comptage tube vide, doit être aussi élevé que possible,
4 - la mesure doit donner le taux de vide global dans un élément de longueur bien défini de l'écoulement pour fixer le volume de contrôle.

.../...

I.3.2 - Optimisations réalisées par les expérimentateurs

Pour satisfaire les trois premières conditions, il suffit généralement de choisir l'énergie des neutrons incidents adaptée au diamètre de la canalisation. Les résultats de MM. BOISVERT [37], YUROVA [34] DUCROS [1] et FREITAS [3] en donnent une bonne illustration.

Ainsi M. DUCROS a déterminé par des calculs effectués à l'aide du code TRIPOLI (méthode de MONTE CARLO [48]) dans une géométrie à 3 dimensions), que l'énergie des neutrons la mieux adaptée pour des mesures dans des canalisations de grand diamètre ($\emptyset \sim 10$ cm) se situe au delà de 1 MeV ; pour des canalisations de petit diamètre il propose une énergie inférieure à 1 eV ; valeurs confirmées par les expériences sur section d'étude réalisées par FREITAS et DUCROS.

M. BOISVERT, à l'aide d'un dispositif expérimental qui utilise une source du type Am-Be placée dans un container en acier pour dégrader le spectre des neutrons émis, obtient une réponse non monotone à partir d'un diamètre de canalisation égal à 10,2 cm.

Les réponses obtenues sur canalisation de diamètre 10 cm, par YUROVA et ses collaborateurs, accusent une perte de sensibilité aux fortes valeurs du taux de plein ($\eta > 0,85$). Ce comportement s'explique par les caractéristiques du spectre émis par la source.

Ces auteurs utilisent une source Pu-Be logée dans un cylindre de graphite qui fournit un spectre de neutrons en ralentissement.

.../...

I.3.3 - Source de neutrons rapides

Il semble donc qu'il existe un compromis entre les trois premières conditions précitées :

. monotonie et linéarité de la courbe d'étalonnage R (η)
. contraste maximum
. indépendance de la configuration d'écoulement.

Ce compromis peut être réalisé par le choix d'une énergie des neutrons incidents adéquate. Si nous comparons les résultats obtenus par les expérimentateurs sur des canalisations de grand diamètre (de l'ordre de 10 cm de diamètre intérieur), il semble que des neutrons incidents d'énergie importante soient nécessaires pour réaliser ce compromis. Sinon pour ces grands diamètres les courbes d'étalonnage obtenues ne sont plus du tout linéaires (BOISVERT, YUROVA) et la mesure dépend plus de la répartition des phases (DUCROS).

Ainsi la source de neutrons rapides la plus souple d'emploi est le générateur de neutrons, déjà utilisée par G. DUCROS, et dont on rappelle le principe : il s'agit d'un accélérateur électrostatique de deutons, type SAMES 400 KV (schéma fig.II.1), il est utilisé comme générateur de neutrons de 3 MeV et de 14 MeV;

Les caractéristiques nominales du faisceau de deutons sont :

tension	: 400 kV
courant	: 2 mA

La quantité de neutrons issue des réactions

$d(d,He^3)\,n$ (neutrons de 3 MeV) et $d(t,\alpha)\,n$ (neutrons de 14 MeV)

.../...

est respectivement de 4.10^9 neutrons/s sur 4¶ et 4.10^{11} neutrons/s sur 4¶ au niveau de la cible.

1.3.4 - Bilan des essais déjà réalisés avec des sources rapides

G. DUCROS [1] a vérifié expérimentalement avec ces énergies de neutrons la monotonie et la quasi-linéarité de la courbe d'étalonnage (fig. I.5 & I.6).Il a obtenu des contrastes de l'ordre de 3 et 4 respectivement pour les neutrons de 14 MeV et 3 MeV. Enfin les écarts obtenus dans les différentes configurations d'écoulement étudiées en simulation semblent moins élevées avec des neutrons incidents de 14 MeV : DUCROS estime l'écart entre écoulement annulaire et central à :

- 0,6 % pour $\eta = 0,75$
- 9,0 % pour $\eta = 0,50$
- 11,7 % pour $\eta = 0,25$

Les écarts entre les configurations d'écoulement non symétriques (stratifications de l'écoulement) peuvent être réduits par l'emploi de deux détecteurs symétriques par rapport à l'axe de l'écoulement (BANERJEE). Aussi nous allons étudier les possibilités offertes par différentes méthodes de détection des neutrons thermiques diffusés.

Le choix de la méthode de détection se révèle en effet tout aussi important que le choix de la source de neutrons.

.../...

I.4 - CHOIX DE LA METHODE DE DETECTION

I.4.1 - Choix du détecteur

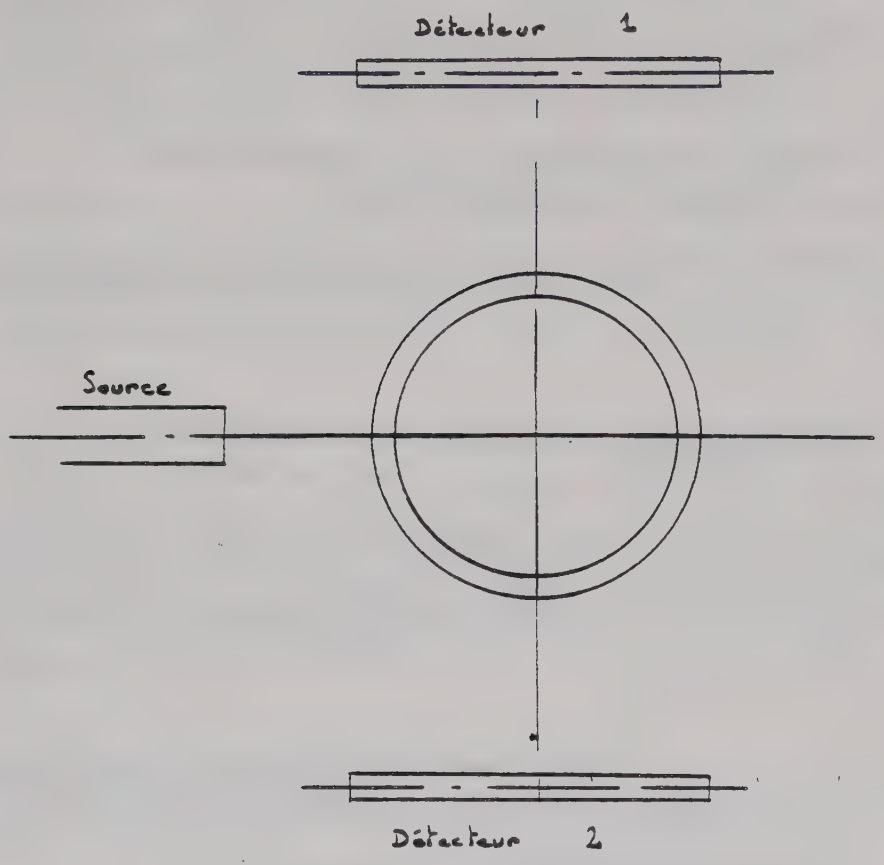
Les ordres de grandeur des flux de neutrons thermiques estimés sont au niveau du compteur : avec un flux de 4.10^{11} neutrons par seconde sur 4 ¶ à la source (en 14 MeV) de 10^6 à 10^7 neutrons par seconde sur tout le détecteur. Les réactions de capture type (n,γ) sur l'aluminium, l'oxygène, le fer, l'hydrogène, présents dans la section d'essai, sont importantes dans le cas d'irradiation par des neutrons de 14 MeV. Il règne donc un flux γ important pendant les mesures. Ces conditions nous ont conduit à choisir une chambre à bore plutôt qu'une chambre à helium pourtant plus efficace (la section à 0,025 eV est de 5 100 barns pour ^{3}He au lieu de 3 800 barns pour ^{10}B). En effet la plus grande sensibilité de la chambre à hélium aux neutrons, comme aux gammas, nous aurait conduit à faire une correction de temps mort et une correction de flux γ. Bien qu'avec des neutrons incidents de 3 MeV les flux neutroniques et γ soient beaucoup plus faibles, nous utiliserons la même chambre à bore que dans le cas de neutrons de 14 MeV, afin de pouvoir comparer utilement les résultats de mesures. Le détecteur utilisé est donc une chambre à dépôt de bore, type CPNB 20.

1.4.2 - Positionnement du détecteur

Le choix de la position du détecteur sera surtout dicté par l'obtention d'un volume de contrôle minimum (critère 4 -§ I.3.I). Ainsi, la distance du détecteur au canal est le résultat d'une optimisation entre les différents critères de la mesure et fera ainsi l'objet d'une étude particulière au chapitre II. Ce qu'on peut dire d'ores et déjà, c'est que cette distance respectera l'ordre de grandeur de 10 à 20 cm de distance au canal en fonction des collimations choisies

.../...

et que l'axe du détecteur sera parallèle à l'axe source dans deux positions symétriques par rapport au plan formé par l'axe du canal et l'axe de la source (cf schéma ci-dessous), ce qui laisse une possibilité d'utilisation de deux détecteurs identiques.



.../...

I.4.3 - Détection des neutrons thermiques seuls

La section efficace du bore 10 (fig. I.7) montre que le détecteur reste efficace aux neutrons épithermiques qui contribuent certainement à une grande partie du bruit de fond (comptage canal vide). On peut donc envisager une méthode de compensation en neutrons épithermiques pour diminuer le bruit de fond et donc augmenter le contraste de la méthode. Il suffit pour celà d'effectuer la différence entre la réponse d'un détecteur nu (neutrons thermiques + épithermiques) et la réponse d'un autre détecteur parfaitement symétrique (comme sur le schéma précédent), mais placé derrière un écran de cadmium qui absorbe les neutrons thermiques.

Nous étudions cette méthode en mesurant le contraste au chapitre II.

I.5 - CONCLUSION

Le choix d'une source de neutrons applicable à des canaux de grand diamètre ainsi que le choix de la méthode de détection est facilité par les nombreuses études antérieures sur la méthode de diffusion des neutrons.

Il reste quand même des paramètres expérimentaux à définir plus précisément, collimation source, post-collimation et volume de contrôle de la mesure.

La définition de ces paramètres nécessite une étude complémentaire qui sera essentiellement expérimentale.

CHAPITRE II - ETUDE DU VOLUME DE CONTROLE

La méthode de diffusion des neutrons rapides apparaît bien adaptée à la mesure du taux de vide global dans une section droite d'écoulement diphasique dans des canalisations de grand diamètre.

Cette méthode répond au mieux aux trois premiers critères de qualité (§ I.3.1). Il reste cependant un problème à résoudre pour appliquer cette méthode avec rigueur : il s'agit en effet de déterminer précisément le volume de l'écoulement sur lequel porte la mesure, c'est à dire le volume de contrôle.

Ainsi des calculs neutroniques nous permettent d'exprimer la fonction source de neutrons thermiques ralentis puis la réponse du détecteur à cette source. Nous montrons alors qu'une hypothèse sur la configuration expérimentale nous permet d'introduire un modèle reliant simplement la réponse du détecteur au taux de plein et prenant en compte le volume de contrôle.

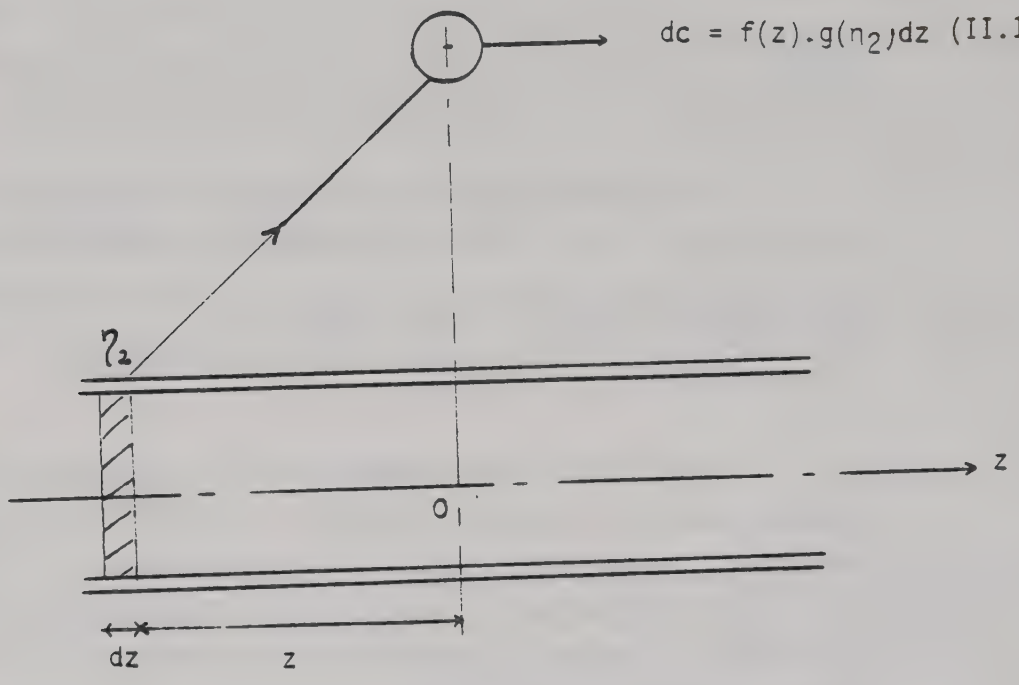
II.1 - APPROCHE THEORIQUE

II.1.1 - Hypothèse de linéarité de la réponse Modèle de Yurova (34)

Nous décrivons ici un modèle qui peut conduire à la qualification d'une mesure sur un domaine de dimension 2, c'est à dire à une mesure sur une tranche très fine de l'écoulement.

On montre (annexe 6) qu'il existe des solutions analytiques de l'équation âge + diffusion, résultat d'une factorisation espace - énergie, adaptée à notre problème.

La fonction source de neutrons thermiques ralentis dans une tranche de canal dz peut donc s'écrire $\phi(z) = f(z)\, g(n)$ car la variable taux de plein n fonction de la densité ρ n'intervient que dans la fonction énergie g (E). (annexe 6)



Si on suppose alors le détecteur suffisamment loin du canal pour qu'on puisse considérer l'écoulement comme une source de neutrons thermiques filiforme, la réponse du détecteur à une tranche élémentaire dz peut aussi être exprimée suivant une forme factorisée :

$dc = f(z).g(n_2)dz$, n_2 étant le taux de plein moyen dans la tranche considérée. (cf annexe 7).

.../...

L'hypothèse correspond ainsi à négliger les facteurs d'atténuation qui interviennent sur le parcours des neutrons entre l'élément d'écoulement source de neutrons et le détecteur.

Cette factorisation des variables z et η correspond à un principe d'additivité des contributions élémentaires dc, d'où la forme de la réponse due à l'influence de toutes les tranches du canal :

$$c = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z)\, g[\eta_2(z)]\, dz \qquad (II.1.2.)$$

Soit $\overline{f}(z)$ la fonction f normalisée : $\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{f}(z)\, dz = 1$ (II.1.3.)

$$\overline{f}(z) = \frac{f(z)}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(z)\, dz} \quad \text{et } \overline{g} \quad \eta_2(z) = g[\eta_2(z)] \times \int_{-\infty}^{+\infty} f(z)\, dz$$

$$\text{si } \eta_2 = C^{te} \; : \; c = \overline{g}(\eta_2) \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{f}(z)\, dz = \overline{g}(\eta_2)$$

La fonction $\overline{g}$ correspond alors à la réponse à une répartition axiale constante de taux de plein : c'est la fonction correspondant à la courbe d'étalonnage de la mesure : $c(\eta)$

Si on définit la réponse normalisée due à une répartition quelconque de taux de plein $\eta_2(z)$ par :

$$r[\eta_2(z)] = \frac{c[\eta_2(z)] - c(o)}{c(1) - c(o)} \qquad (II.1.4.)$$

- $c[\eta_2(z)]$ étant le taux de comptage du détecteur pour cette répartition $\eta_2(z)$

.../...

- c_1 le taux de comptage canal plein
- c_o le taux de comptage canal vide

on obtient la relation entre réponse du détecteur et répartition de taux de plein dans le canal :

$$r\,[\eta_2\,(z)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{f}\,(z)\;\; r(\eta)\; x\; dz$$

si à chaque tranche d'écoulement de taux de plein $\eta_2\,(z)$ correspond la répartition de taux de plein constant $\eta = \eta_2\,(z)$ dans tout le canal et la réponse normalisée à cette répartition $r(\eta)$

La symétrie de la source par rapport à l'axe z = 0 impose à la fonction f d'être paire. De plus la taille de la source étant faible on peut écrire qu'il existe une distance 2a telle que :

$$\int_{-a}^{+a} \overline{f(z)}\; dz = 1$$

La distance 2a permet alors de définir une largeur de section droite de canal que l'on appelle volume de contrôle. On peut ainsi écrire :

$$r\,[\eta_2\,(z)] = \int_{-a}^{+a} \overline{f(z)}\; r\;[\,\eta(z)\,]\; dz \qquad (II.1.5.)$$

Au delà de z = + a ou z = - a les tranches d'écoulement élémentaires n'apporte plus aucune contribution à la réponse du détecteur : $f(z) = 0$.

.../...

Il importe donc de diminuer ce volume de contrôle en optimisant la configuration expérimentale pour se placer dans le cadre de l'approximation de distances du détecteur aux tranches d'écoulement identiques (annexe 7).

A partir de ce modèle, on peut écrire les réponses r_i de plusieurs détecteurs placés en $z = z_i$ à une répartition de taux de plein $n_2(z)$

$$r_i\ [n_2(z)] = \int_{z_i - a}^{z_i + a} \overline{f(z - z_i)}\ r\,[n\,(z)]\ dz \qquad (II.1.6.)$$

Ces réponses représentent un système de i équations qui permettent de calculer $r\,[n(z)]$ et donc la répartition axiale $n_2(z) = n(z)$ à partir de la connaissance de la fonction $f(z)$.

Ce système d'équations se ramène à la résolution d'une équation de Fredholm du 1er ordre (46) :

en posant $\phi(Z_i) = r_i\ [n_2(Z)]$

$$\psi(Z) = r[n(Z)]$$

le noyau de l'équation est alors $K(z,z_i) = f(z - z_i)$ et on retrouve la forme classique :

$$\phi\ (Z_i) = \int_a^b K(Z,Z_i)\ \psi\ (Z)\ dZ$$

Si ce modèle s'avère adapté à l'expérience on pourra utiliser deux types de mesure :

- la réponse d'un seul détecteur permet d'accéder directement à une moyenne pondérée du taux de plein sur le volume de contrôle ;

- la réponse de plusieurs détecteurs permet de remonter par une méthode de déconvolution à la mesure de la répartition de taux de plein.

.../...

II.1.2 - Physique de la mesure

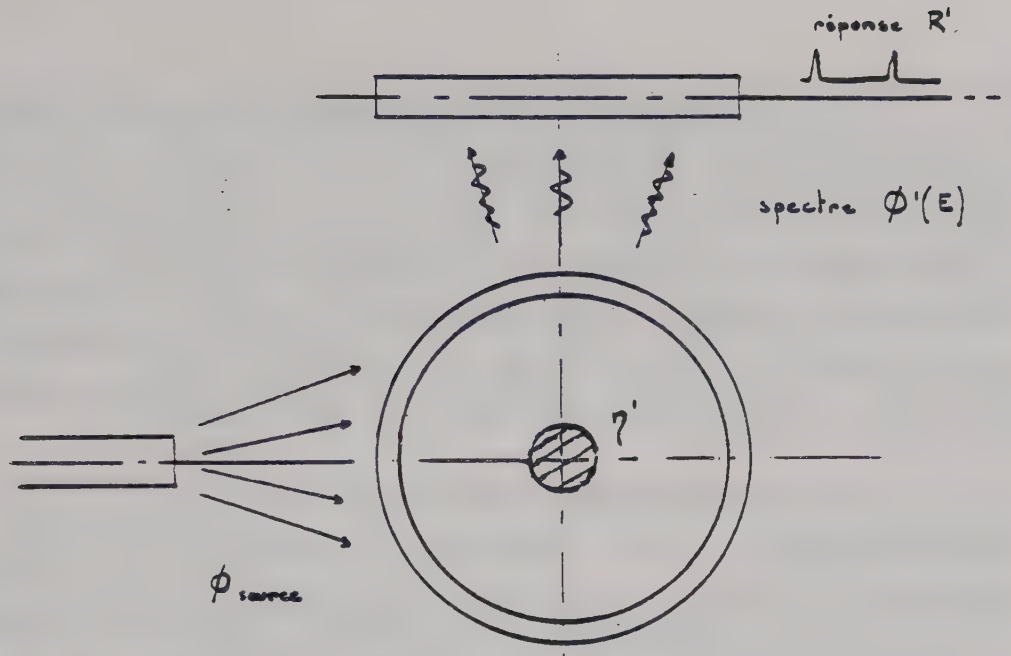
a) - Etalonnage

La méthode d'étalonnage doit permettre de définir la fonction r (η), c'est-à-dire la réponse normalisée du détecteur en fonction du taux de plein moyen dans le volume de contrôle. La référence à cette fonction permettra la mesure directe du taux de plein moyen dans ce volume. Si le modèle de YUROVA est adapté à cette méthode, toutes les variations ayant la même moyenne dans le volume de contrôle doivent avoir la même réponse.

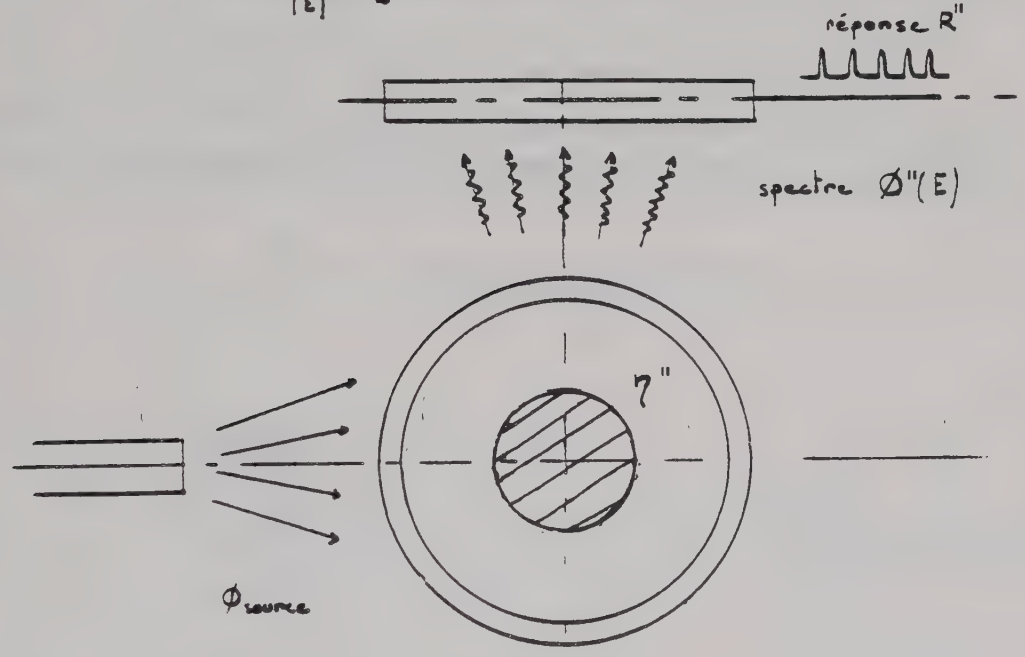
Il convient de vérifier expérimentalement que les réponses à des variations de même moyenne sont identiques. C'est l'objet du chapitre III. Mais auparavant, il convient de fixer les conditions d'étalonnage. Nous avons choisi comme "écoulement étalon" un écoulement de taux de plein invariable axialement dans le volume de contrôle. L'incertitude due aux écarts entre les réponses aux différents régimes d'écoulement a été bien estimée dans les études précédentes(§ I.3. Aussi, nous utiliserons seulement la simulation d'un écoulement central pour cet étalonnage et dans toutes les mesures suivantes.

Si la fonction r (η) était rigoureusement linéaire, seule une mesure de bruit de fond et une mesure du comptage plein suffiraient à l'étalonnage, mais le principe de la mesure par diffusion de neutrons rapides laisse apparaître plusieurs phénomènes susceptibles de contrarier la linéarité de l'étalonnage.

.../...



R'_i proportionnel à $\int_{(E)} \Sigma_{B_{i0}}(E)\ \Phi'(E)\ dE$ (II.1.7.)



R" proportionnel à $\int_{(E)} \Sigma_{B_{i0}}(E)\ \Phi''(E)\ dE$

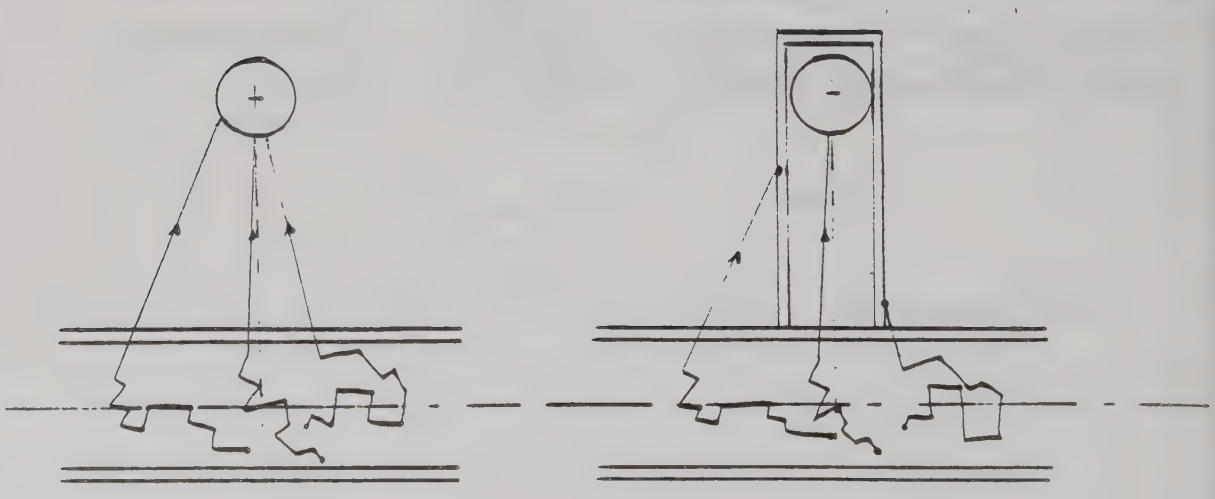
.../...

Les détecteurs n'ont pas une sensibilité constante dans la gamme d'énergie des neutrons ralentis, ainsi la section efficace du Bore 10 décroît en fonction de $1/\sqrt{En}$ (fig. I.7). D'autre part, la forme du spectre des neutrons à l'emplacement du détecteur varie en fonction de la quantité d'eau. Les détecteurs seront donc peu sensibles aux variations à faible taux de plein puisque ces variations se traduisent surtout par des variations de flux épithermique (schéma p. 29)

Ces deux phénomènes remettent en question le principe d'additivité du II.1.1. Il semble en effet d'après les principes physiques énoncés, que la somme des contributions au ralentissement de deux tranches élémentaires soit légèrement inférieure à la contribution de la somme de ces deux tranches, en tous cas pour ce qui concerne de petits volumes de matériau modérateur.

On peut donc dire que la fonction réponse ne sera pas rigoureusement linéaire, en particulier aux faibles taux de pleins. C'est bien d'ailleurs ce qu'observent les expérimentateurs (fig. I.5)

b) - Volume de Contrôle



. . . / . . .

Lors du ralentissement, les chocs neutrons-protons conduisent à faire diffuser les neutrons dans toutes les directions. C'est pourquoi certains neutrons arrivant sur le détecteur ont pû être ralentis par des parties de l'écoulement assez éloignées du détecteur. Il convient d'absorber les neutrons qui viennent de ces parties en collimatant le détecteur par un absorbant type ^{10}B et ^{115}Cd. Il faut noter alors que le volume de contrôle est réduit mais reste plus important que le volume géométrique délimité par la collimation.

Il reste donc nécessaire de mesurer précisément ce volume de contrôle. On peut ainsi à l'aide d'un matériau ralentisseur solide (nylon, polythène, parafine, ...) simuler l'influence des tranches d'écoulement et noter la distance à partir de laquelle le fait de rajouter ou de soustraire les tranches d'écoulement ne modifie plus la réponse. Cette distance représente alors la longueur de la section droite sur laquelle s'applique la mesure.

La réponse à une répartition axiale de taux de plein uniforme sur une longueur L,et nulle ailleurs,se traduit par une réponse :

$$r(L) = \int_{-L/2}^{L/2} f(l)\, r(\eta)\, dl \qquad \text{(d'après § II.1.1)}$$

d'où l'on tire :

$$\frac{r(L)}{r(\eta)} = \int_{-L/2}^{L/2} f(l)\, dl = 2 \int_{0}^{L/2} f(l)\, dl \text{ (car f est une fonction paire)}$$

.../...

avec un changement de variable L → 2L, il vient

$$\frac{r(2L)}{2r(n)} = \int_0^L f(l)\,dl \qquad \Rightarrow \qquad f(L) = \frac{\partial}{\partial L}\left[\frac{r(2.L)}{2.r(n)}\right]$$

$$f(L) = \frac{1}{2.r(n)} \frac{\partial}{\partial L} \left[r(2.L)\right] \quad (II.1.8.)$$

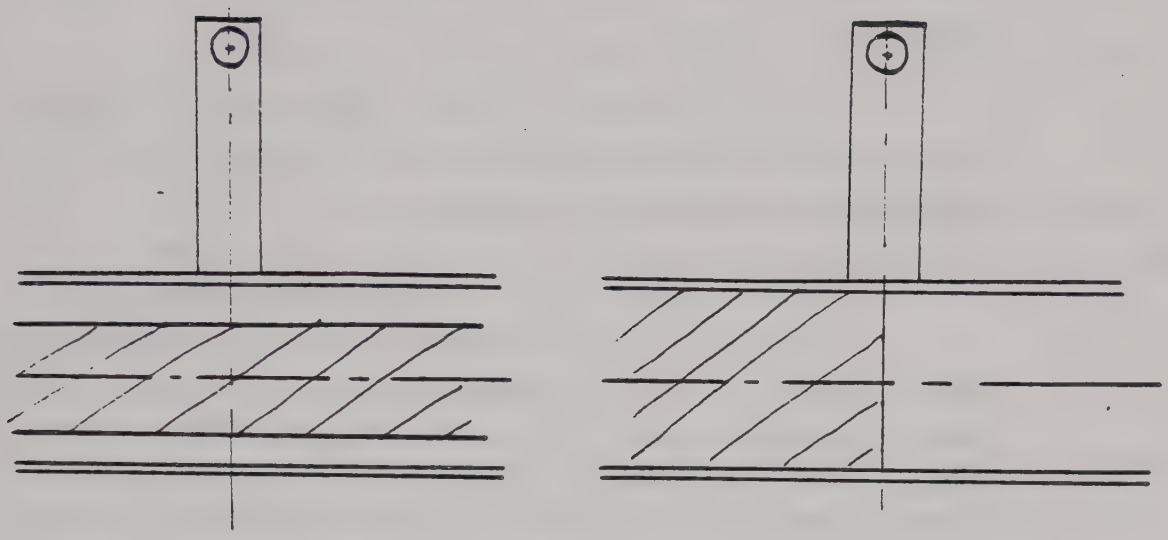
Ce type de mesure permet donc de définir la fonction poids f (l). Si le modèle de YUROVA est applicable, cette fonction est aussi importante que la fonction d'étalonnage r (n), puisque nous pouvons alors accéder aux taux de plein moyen dans une section droite très fine (§ II.1.1).

Le volume de contrôle correspond à la section droite définie par la plus petite longueur L telle que :

$$r(L) = r(n) \quad \text{ou} \quad \int_{-L/2}^{L/2} f(l)\,dl = 1$$

.../...

c) - Etude de la réponse à de fortes variations de taux de plein



cas n° 1 cas n° 2

Le modèle de YUROVA (§ II.1.1) permet d'écrire la réponse aux deux configurations schématisées ci-dessus :

(1) configuration de l'étalonnage pour $\eta = 0.5$: $r(\frac{1}{2}) \sim \frac{1}{2}$

(2) forte variation de moyenne $\eta = 0.5$:

$$r[n_2(Z)] = \int_{-\infty}^{0} f(Z)\ r(1)\ dZ + \int_{0}^{+\infty} f(Z)\ r(0)\ dZ$$

$$= \int_{-\infty}^{0} f(Z)\ dZ \quad (r(1) = 1 \quad \text{et} \quad r(0) = 0)$$

$$= \frac{1}{2} \quad (\text{car } f \text{ est une fonction normalisée et paire})$$

Bien que le volume de liquide soit le même dans les deux cas, il semble que les neutrons soient moins bien ralentis dans le volume de contrôle du cas n° 2. La présence d'une surface plus importance au niveau du plan source-détecteur contribue certainement à une fuite de neutrons rapides et épithermiques plus importante que dans le cas n° 1 qui représente la configuration d'étalonnage pour $\eta = 0,5$.

Un calcul effectué à l'aide du code DIANE (cf annexe 1) vient confirmer cette hypothèse et montre que dans l'eau le flux thermique total est de 40 % inférieur au flux thermique de l'étalonnage.

La courbe d'étalonnage étant à peu près linéaire dans la zone moyenne (fig. I.5), la réponse au taux de plein de 0,5 (cas n°1) sera peu différente de 0,5. Il semble donc qu'en régime établi, la réponse à de très fortes variations ne puisse pas être prise en considération, car elle conduirait à la mesure d'un taux de plein beaucoup plus faible que le taux de plein moyen dans le volume de contrôle.

Le modèle de YUROVA est mal adapté à la description mathématique de la réponse à de fortes variations de taux de plein car l'hypothèse d'additivité des réponses élémentaires n'est pas applicable dans ce cas. On peut généraliser ce modèle en écrivant que la fonction poids dépend aussi de la variation de taux de plein au niveau de la tranche élémentaire d'écoulement considéré :

$$dr = f(Z, \frac{\partial \eta_2}{\partial Z}) \cdot r(n)\, dl \qquad (II.1.9.)$$

avec $f(Z, \frac{\partial \eta_2}{\partial Z})$ correspondant à la fonction poids $f(Z)$ précédemment définie, pour les faibles gradients $\frac{\partial \eta_2}{\partial Z}$.

Ceci correspond au cas général sans approximation dans lequel la solution de flux de neutrons thermiques ralentis dans le canal n'est pas à variables z et η séparées

.../...

$$\text{d'où} \quad r\,[n_2(Z)] = \int_{-a}^{+a} f\left(Z, \frac{\partial n_2}{\partial Z}\right) \cdot r\,[n(Z)]\,dZ$$

et les réponses r_i de plusieurs détecteurs en $Z = Z_i$:

$$r_i\,[n_2(Z)] = \int_{Zi-a}^{Zi+a} f\left(Z-Zi, \frac{\partial n_2}{\partial Z}\right) \cdot r\,[n(Z)]\,dZ \qquad (II.1.10)$$

Cette équation n'a pas de solutions analytiques simples. Il semble possible cependant de la résoudre numériquement à partir d'abaques représentatives de la fonction poids.

d) - Conclusion

L'étude de la physique de la mesure ne semble pas confirmer l'hypothèse permettant d'appliquer strictement le modèle de Yurova. Dans les cas de faibles taux de plein et de forts gradients des calculs montrent que la réponse n'a pas un comportement linéaire.

Il reste quand même nécessaire de vérifier les comportements de la réponse dans diverses configurations expérimentales, paramètre non pris en compte dans les calculs précédents.

.../...

II.2 - APPROCHE EXPERIMENTALE

II.2.1 - Configuration expérimentale

a) - Appareillage général

* source de neutrons :

Accélérateur électrostatique SAMES de 400 KV (fig .I.1) décrit au § I.3.3 délivrant des neutrons de 3 MeV et de 14 MeV.

* détecteurs et chaînes de comptage :

Le choix d'une méthode de détection (§ I.4) nous a conduit à utiliser un détecteur à dépôt de bore type CPNB 20 de géométrie cylindrique (longueur utile : 30 cm, diamètre : 2,7 cm). Il est relié à une chaîne de comptage type SAIT B qui a les fonctions d'amplification, de discrimination et de mise en forme des impulsions de tension. Cette chaîne permet aussi d'appliquer une haute tension sur le détecteur. Les règlages de haute tension et du seuil discriminateur sont importants et nécessitent un contrôle périodique.

Un détecteur et une chaîne de comptage identiques délivrent un signal de précompte qui permet de s'affranchir des fluctuations de l'intensité du faisceau source (fig. II.3).

* acquisition et traitement des résultats (fig. II.5)

Les signaux délivrés par les chaînes SAIT B peuvent être envoyés sur des échelles de comptage ou sur des analyseurs multicanaux. Les échelles de comptage du type NIM permettent d'obtenir 3 informations : le comptage principal proportionnel au nombre de neutrons diffusés dans le canal, le comptage moniteur proportionnel au nombre de neutrons rapides de la source et le temps de comptage. On utilisera ces échelles principalement pour obtenir une information moyenne sur un temps supérieur à une seconde proportionnelle au nombre de neutrons diffusés dans le canal, directement corrigée des fluctuations de la source. L'analyseur type CAMBERRA 1 024 canaux permet d'obtenir des variations de comptages assez fines mais non corrigées des fluctuations source.

.../...

Il est donc nécessaire d'effectuer un traitement du spectre des comptages obtenus sur l'analyseur CAMBERRA. Ce traitement effectué automatiquement sur un calculateur HP 9825 permet dans un premier temps de corriger le spectre des variations de comptage par le spectre des variations de la source obtenu sur un autre analyseur (SA 40 B de Intertechnique);puis de calculer à l'aide de la fonction d'étalonnage le spectre de taux de plein à partir du spectre des réponses corrigées .

* collimateur source et post collimation

Afin de limiter le volume de contrôle de la mesure, il semble intéressant de collimater le faisceau de neutrons incidents ainsi que le faisceau de neutrons diffusés.

On dispose d'un collimateur source en acier cadmié de section rectangulaire :

- longueur 50 cm
- face entrée : 5 x 5 cm2
- face sortie : 5 x 12 cm2

entouré de blocs de béton d'épaisseur 50 cm (fig. II.2)

La post-collimation est définie à partir des dimensions du détecteur et du diamètre du canal (fig. II.7). Elle est composée de plaques de carbure de bore (épaisseur totale 9 mm) collées. L'ensemble est recouvert intérieurement d'une feuille de cadmium (1 mm d'épaisseur).

L'ensemble de la section d'essai peut être entourée d'une cage de protection composée des mêmes matériaux que la collimation du détecteur (B_4C - Cd).

.../...

Les essais de détermination du volume de contrôle décrits au paragraphe suivant vont contribuer à déterminer l'influence exacte de ces collimateurs et de la cage de protection,sur l'importance du volume de contrôle,par rapport à leur influence sur les taux de comptage et le contraste de la mesure.

b) - Section d'essai

* Canalisation simple

Nous avons choisi de mesurer le taux de vide dans un canal de grand diamètre. C'est pourquoi nous étudierons dans un premier temps les phénomènes caractéristiques de la mesure sur une canalisation de géométrie simple, ce n'est qu'au chapitre IV que nous étudierons l'application à une section d'essai de géométrie complexe.

La section d'essai fig. II.7 comprend donc une canalisation en acier inox de 12,5 mm d'épaisseur et de diamètre extérieur 125 mm, placée horizontalement et perpendiculairement à l'axe de la source ainsi qu'à l'axe du détecteur.

* Simulation de l'écoulement

Dans tous les essais de qualification de la méthode nous avons simulé l'écoulement double phase liquide-vapeur par un ensemble nylon-air qui a un comportement neutronique voisin. Le nylon est en effet un matériau dont la molécule de base est $C_6H_{11}NO$. La densité est de 1,14 ce qui conduit à un nombre de noyeaux d'hydrogène par cm3 de 0,99 par rapport à l'eau (cf annexe 2).

Expérimentalement on relève une différence de comptages de quelques pour cent sur le canal plein, ce qui correspond à une section efficace d'absorption plus importante dans le cas du nylon.

.../...

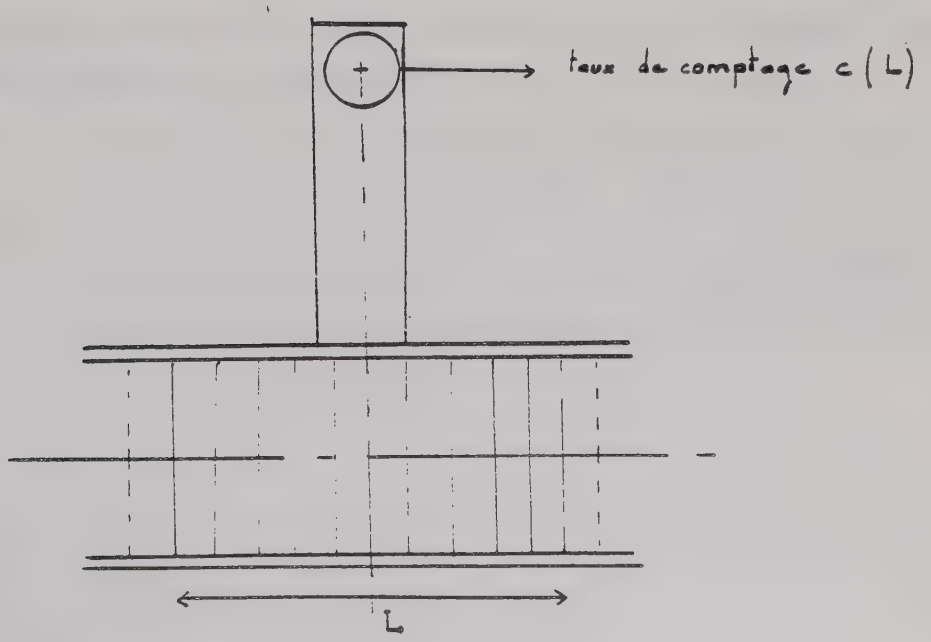
Pour les essais de détermination du volume de contrôle on utilise des disques de nylon de diamètre $\emptyset(n)$ et d'épaisseur variable simulant un écoulement contral de taux de plein n tel que :

$$n = \frac{\emptyset\,(n)^2}{\emptyset_1{}^2} \qquad \text{(II.2.1.)}$$

où $\emptyset_1$ est le diamètre des disques simulant le canal plein (fig. II.6).

II.2.2 - Variations du volume de contrôle avec la configuration expérimentale

La méthode expérimentale de mesure du volume de contrôle décrite au § II.1.2 b, est appliquée au cours de ces essais à des configurations expérimentales différentes afin de mettre en évidence les paramètres qui agissent sur la diminution de ce volume de contrôle.



.../...

Afin de déterminer rapidement et précisément la configuration de chaque essai nous avons employé un formalisme du type a) b) c) d) e) f) g) rendant compte des 7 paramètres principaux :

- a) collimation de la source
- b) énergie des neutrons de la source
- c) post-collimation du détecteur
- d) cage de protection de la section d'essai
- e) position du détecteur par rapport au canal
- f) écran entre détecteur et canal
- g) canalisation d'acier

Ce formalisme est défini précisément en annexe 5.

.../...

On comparera les formes des courbes r (L) caractérisant les réponses du détecteur à des disques de nylon de longueurs différentes placés dans le canal et remplissant sa section (taux de plein égal à 1)

$$r(L) = \frac{c(L) - c_0}{c(\infty) - c_0} \qquad (II.2.2.)$$

$c(\infty)$ est le comptage canal rempli de nylon

On peut considérer que la longueur de nylon donnant un comptage égal à $c(\infty)$, aux incertitudes de mesures près, correspond à la longueur de la section droite définissant le volume de contrôle.

a) - Choix de l'énergie des neutrons incidents

Le changement de cible permet d'obtenir avec le même accélérateur des neutrons de 3 MeV (cible deutérée) et des neutrons de 14 MeV (cible tritiée).

Nous avons pu comparer l'effet de ces deux raies d'énergie dans le cas de faisceaux non collimatés (fig. II.8) sur l'importance du volume de contrôle. La comparaison des réponses r(L) ne permet pas de choisir, par contre les valeurs des taux de comptages et des contrastes montrent une nette différence entre les deux raies

	bruit de fond	contraste	taux comptage plein
3 MeV	160 cps/s	15	2 400 cps/s
14 MeV	3 660 cps/s	5	19 000 cps/s

.../...

Malgré un faible contraste, la raie de 14 MeV paraît la plus intéressante. Le taux de comptage auquel elle conduit (pour quelques 10^{10} n/s sur 4 ¶ à la source) doit permettre d'étudier les transitoires de taux de plein. La raie de 14 MeV conduit à une activité γ qui peut atteindre 80 mrem/h quelques minutes après l'irradiation. C'est pourquoi pour ces essais nous avons utilisé principalement la raie de 3 MeV en raison des nombreuses interventions nécessaires.

b) - Influence de l'acier du canal

La comparaison des courbes fig. II.9 montre qu'une canalisation d'acier inox Φ 125 x 12,5 et de longueur 1 m n'a pas d'influence notable sur le volume de contrôle. Par contre, les comptages bruts mettent en évidence une diminution de constraste :

	bruit de fond pour 10^5 cps sur la référence	contraste	comptage canal plein pour 10^5 cps sur la référence
sans acier	1 300 cps	3,2	4 200 cps
avec acier	1 450 cps	2,6	3 850 cps

Pour les essais de détermination du volume de contrôle (chapitre III) nous avons toujours utilisé des disques de nylon nus, pour des raisons de facilité d'accès à la section d'essai.

.../...

c) - Effet des collimations sur le volume de contrôle

Dans le cas d'une source non collimatée, on peut noter (fig. II.10) que l'effet de protections rapprochées du détecteur telles que la post-collimation définie § II.2.1.a) ou les bacs de poudre de bore (fig. II.7) est très important. Par contre cet effet est moins sensible si l'on utilise le collimateur source (fig. II.11). Il semble donc préférable tant d'un point de vue de la souplesse de l'installation que de celui des taux de comptages obtenus dans les différents cas (fig. II.12) d'utiliser une configuration expérimentale sans collimation source mais avec une très bonne protection du détecteur vis à vis des neutrons thermiques venant des tranches extérieures de l'écoulement.

Le volume de contrôle est toujours plus important que le volume de canal délimité par l'angle solide de détection. Toutefois, les variations de cet angle solide ne sont pas sans effet sur le volume de contrôle et les essais décrits fig. II.13 et II.14 prouvent qu'il est toujours possible de diminuer cet angle solide en particulier en réduisant la fenêtre définie par la post-collimation de poudre de bore.

Nous avons choisi une position du détecteur et de la post-collimation définie par les paramètres suivants :

* distance centre du canal - centre du détecteur : 190 mm
* largeur de la fenêtre de post-collimation : 30 mm
* longueur moyenne de canal vue du détecteur : 60 mm

En pratique on ne peut diminuer indéfiniment l'angle solide puisqu'il faut conserver un taux de comptage suffisament important. C'est pourquoi nous avons choisi cette configuration bien qu'elle n'assure pas le volume de contrôle minimum.

.../...

La distance canal-source doit être aussi faible que possible (en pratique elle reste de l'ordre de 10 cm) cela assure des taux de comptage suffisamment importants pour permettre l'étude de transitoires de taux de plein.

d) - Influence du spectre des neutrons détectés

L'observation des courbes r(L) pour deux configurations : détecteur nu et détecteur sous cadmium (fig. II.15), semble indiquer une influence importante des neutrons épithermiques (d'énergie supérieure à l'énergie de coupure de la section efficace du Cadmium 113) sur l'importance du volume de contrôle d'une part et sur l'inflexion des courbes réponses aux faibles taux de plein d'autre part. Cette dernière observation justifie l'hypothèse du § II.1.2 a) sur le comportement des réponses aux faibles taux de plein.

On remarque enfin, que les bruits de fond dans les deux configurations détecteur nu et détecteur sous cadmium, sont sensiblement identiques (fig. II.12).

$$\begin{cases} c_0 = 1\,025 \text{ cps} : \text{détecteur nu} \\ c_0 = 975 \text{ cps} : \text{détecteur sous Cd} \end{cases} \qquad \text{(pour } 10^5 \text{ cps sur la référenc}$$

Ce qui laisse supposer que le bruit de fond dans cette configuration sans collimateur source, est dû essentiellement à des neutrons épithermiques et rapides.

On peut ainsi envisager d'étudier la réponse déduite de la différence de la réponse détecteur nu à la réponse détecteur sous cadmium. Il s'en dégage un contraste très important (fig. II.12) mais aussi une forte erreur aux faibles taux de plein, erreur due à la somme des erreurs statistiques des deux termes de la différence.

.../...

II.2.3 - Variations du volume de contrôle avec le taux de plein

a) - Essais

La méthode expérimentale employée reste la même qu'au paragraphe précédent : nous étudions pour une configuration expérimentale donnée la forme de la réponse à des cylindres de nylon de longueur de plus en plus importante r(L) et ceci pour les 10 diamètres de cylindres simulant 10 taux de plein de 0.1 à 1.(Ces mesures sont effectuées sans la canalisation d'acier).

Ces mesures ont été réalisées pour 10 taux de plein dans une configuration avec collimateur source et post collimation du détecteur (fig. II.16 à II.18) puis pour 7 taux de plein dans une configuration identique mais sans collimateur source (fig. II.19) et II.20).

De ces courbes, se dessine une tendance notable de variation du volume de contrôle : dans les deux configurations étudiées, les courbes atteignent leur palier au bout d'une longueur L moins forte aux faibles taux de plein, c'est-à-dire que le volume de contrôle, caractérisé par cette longueur L diminue avec le taux de plein. Ce phénomène est surtout sensible à partir de $\eta_2 = 0,2$ dans la configuration avec collimateur source, mais semble plus linéaire dans la configuration sans collimateur puisqu'il est sensible à partir de $\eta_2 = 0,6$.

.../...

η_2	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
Volume de contrôle L (cm) estimé avec collimateur ± 1 cm	7	9	14	14	14	15	15	15	15	15
sans collimateur ± 2 cm	13	15		16		21		26	26	30

b) - Interprétation à l'aide du modèle de YUROVA

Le déplacement d'un cylindre simulant un taux de plein de 1 dans une configuration sans collimateur source (fig. II.21) conduit à une courbe d'allure gaussienne centrée sur le plan source-détecteur quelle que soit la longueur du cylindre utilisé. Cette observation permet d'accéder à la forme de la fonction poids d'une tranche élémentaire d'écoulement, qui comme l'ont mesurée YUROVA et son équipe [34] est d'allure gaussienne.

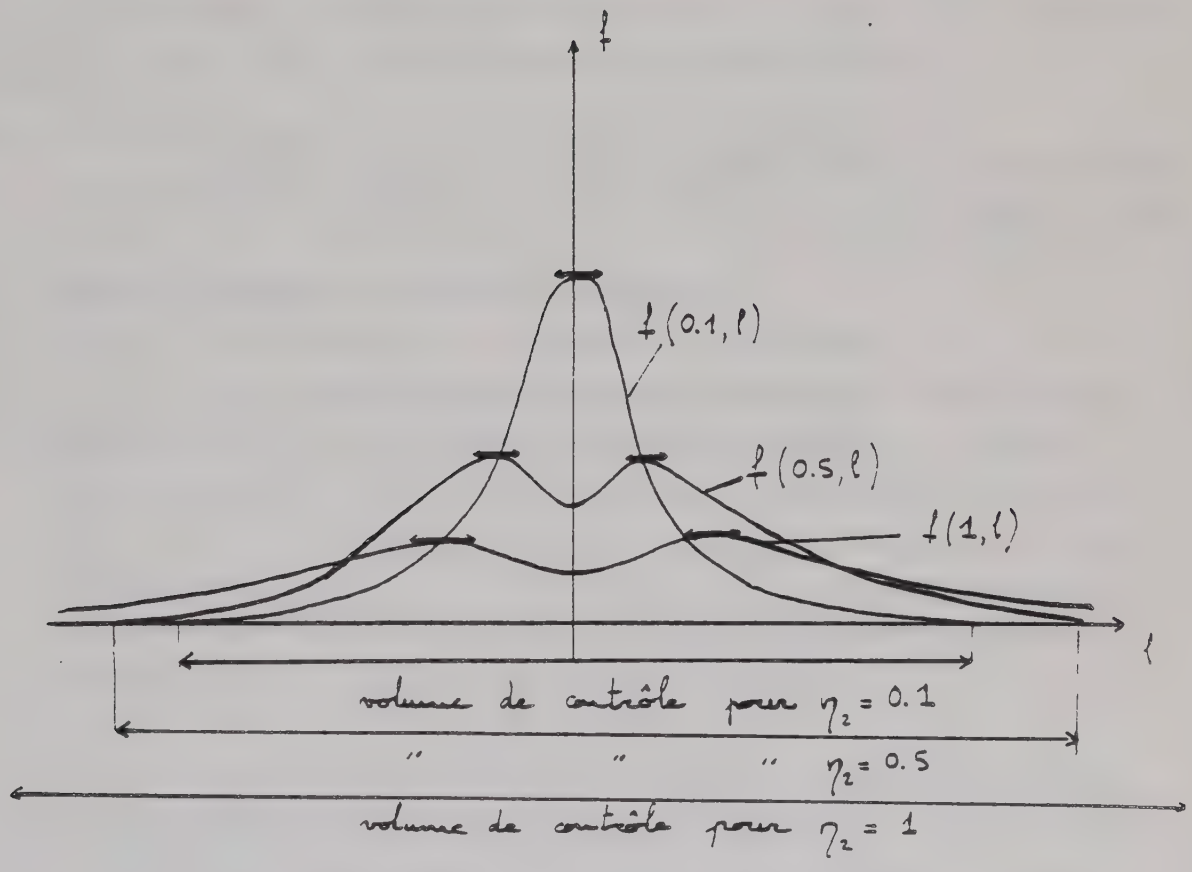
Mais ce résultat entre en contradiction avec la forme des courbes r (L) obtenues précédemment. En effet, c'est généralement au bout de quelques cm de longueur de cylindre que l'apport de nylon supplémentaire se traduit par une variation maximale de la réponse. En d'autres termes, toutes les courbes r(L) aux forts taux de pleins présentent un point d'inflexion et c'est donc en ce point que le poids d'une tranche d'écoulement est maximum.

.../...

La fonction poids d'une tranche f(l) déduite de r (L) par dérivation :

$$f(L) = \frac{1}{2\, r(\eta)} \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left[r(2L) \right] \qquad \text{(cf § II.1.2. b))}$$

à l'allure ci-dessous et ce n'est donc qu'aux faibles taux de plein qu'elle présente une allure gaussienne.



Cette fonction dépend donc à la fois de z et de η. On retrouve ainsi le cas général de la fonction réponse du détecteur dans lequel le phénomène d'atténuation des neutrons ralentis ne peut pas être négligé. On ne peut donc pas faire l'hypothèse de variables z et η séparées (§ II.1.1c) dans la solution de réponse élémentaire dc.

c) - Conclusion

Les résultats expérimentaux destinés à définir le volume de contrôle, ont permis sa réduction globale dans le cas d'une configuration expérimentale comportant une post-collimation du détecteur.

Le volume de contrôle est alors défini pour un taux de plein de 1 par un cylindre de longueur 10 à 15 cm. Ce volume est une fonction croissante du taux de plein, il n'est donc pas possible d'utiliser le modèle de Yurova qui suppose un volume de contrôle indépendant du taux de plein (défini par la fonction poids f(l)).

On doit se contenter d'une mesure de taux de plein moyen dans un domaine de dimension 3, puisque seule l'application de ce modèle aurait pu nous autoriser une mesure sur un domaine de dimension 2. Il reste quand même à déterminer un domaine moyen indépendant du taux de plein, c'est l'objet du chapitre III.

CHAPITRE III - MESURE DU TAUX DE VIDE EN GEOMETRIE SIMPLE POUR DIFFERENTS REGIMES D'ECOULEMENTS

L'étude du volume de contrôle de la mesure n'a pas conduit à la représentation du système de réponses des détecteurs par un modèle mathématique simple. En effet, la non-linéarité des phénomènes de ralentissement ne permet pas d'exprimer la contribution au comptage total d'une tranche d'écoulement élémentaire, indépendamment de son environnement.

La mesure du taux de plein moyen η_2 dans cette tranche élémentaire n'est donc pas réalisable par cette méthode. Il importe donc, de s'intéresser à la mesure d'un taux de plein moyen η dans une tranche de longueur finie L, représentant le volume de contrôle.

Nous avons mis en évidence les paramètres de la configuration expérimentale qui déterminaient cette longueur L, avec l'étude sur une section d'essai sans canalisation d'acier. Nous avons noté que cette longueur L diminuait aux faibles taux de plein.

Nous tenterons donc, au travers d'essais sur des variations complètes de taux de plein (entre 0 et 1), de définir un volume de contrôle moyen sur toute la gamme de taux de plein. Nous vérifierons que le choix d'un volume de contrôle constant n'introduit pas d'écart important entre le taux de plein mesuré, déduit de la courbe d'étalonnage et le taux de plein moyen sur ce volume de contrôle, déduit de la variation réelle de taux de plein que l'on impose.

Ces essais effectués sur une simulation de l'écoulement par des formes de nylon (fig. III.1) permettront ainsi la qualification de la méthode de mesure dans les cas de variations axiales de taux de vide en régime établi, en régime lentement variable et lors de transitoires rapides.

.../...

III.1 - PRINCIPE DES MESURES

III.1.1 - Importance de l'étalonnage

Une forme de nylon simulant une certaine répartition axiale de l'élément liquide de l'écoulement est déplacée à l'intérieur de la canalisation d'acier inoxydable (Ø 125 x 12,5) à l'aide d'un moteur pas-à-pas télécommandé (fig.III.2, III.3).

Dans chaque position de la forme (par rapport au détecteur) on fait une série de comptages. La moyenne de ces comptages c permet de calculer la réponse normalisée r déduite de la mesure du bruit de fond c_o et du comptage canal plein c_1 par : $r = \frac{c - c_o}{c_1 - c_o}$

Le taux de plein est calculé à partir de l'expression analytique de la courbe d'étalonnage r (η)(fig. III.4)

L'étalonnage est un ensemble de points expérimentaux représentant la réponse du détecteur à des cylindres de nylon tels que ceux utilisés dans le chapite II. Ces cylindres ont une longueur plus grande que le volume de contrôle maximum estimé dans la configuration utilisée (on prendra généralement 40 cm de largeur de cylindre) ; ils simulent un écoulement central de taux de plein η sur le volume de contrôle.

Cette courbe comprend 11 points correspondant à 10 diamètres différents simulant les taux de pleins de 0,1 à 1, plus la mesure du bruit de fond (η = 0).

La non linéarité des phénomènes de ralentissement s'observe sur cette courbe comme dans toutes les configurations expérimentales étudiées (avec collimateur source, avec poudre de bore, neutrons de 14 MeV). En effet, l'inflexion des courbes observée aux faibles taux de plein vérifie la non linéarité énoncée au § II.1.2 a.
D'autre part, la forme de cette courbe dépend très peu de la configuration expérimentale utilisée.

.../...

L'écart avec une droite est compris entre 0,08 et 0,04, ce qui reste relativement faible si l'on compare cet écart à l'incertitude statistique de $\pm$ 0,02.

On appelera donc η_m le taux de plein mesuré obtenu à partir de la réponse r du détecteur et de la courbe d'étalonnage r (η).

III.1.2 - Formes de nylon simulant des variations axiales de taux de plein

a) - Variations axiales à gradient constant

Il est important de regarder expérimentalement la réponse à des variations axiales de taux de plein, et de mettre en évidence l'influence du gradient de ces variations au régime établi comme au cours de transitoires.

Pour cela, nous nous plaçons dans les cas élémentaires de variations axiables à gradient constant entre $\eta_2 = 0$ et $\eta_2 = 1$ et nous étudierons les réponses à 10 gradients différents de 0,1 cm^{-1} à 0,01 cm^{-1}.

Ces variations à gradient constant, sont simulées par des formes de type paraboloïde. En effet :

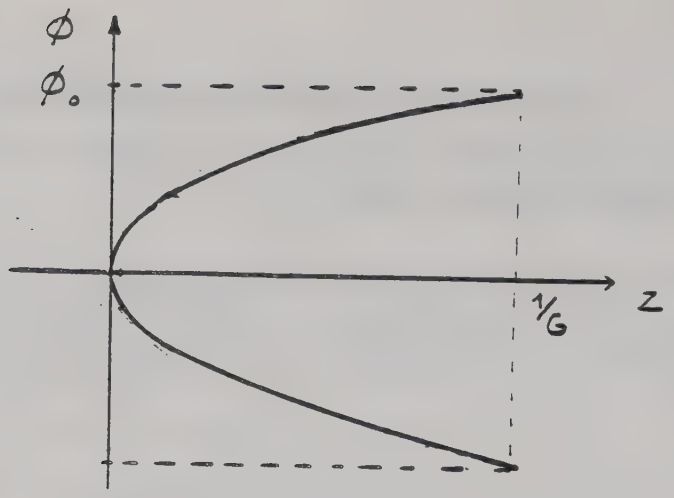
si G est le gradient simulé,

la variation axiale de taux de plein : $\eta_2(Z) = G.Z \Leftrightarrow \frac{\Phi^2(Z)}{\Phi_o^2} = G.Z$ (III.1.1.)

conduit à l'équation : $Z = \frac{1}{G.\Phi_o^2} \cdot \Phi^2$ (III.1.2.)

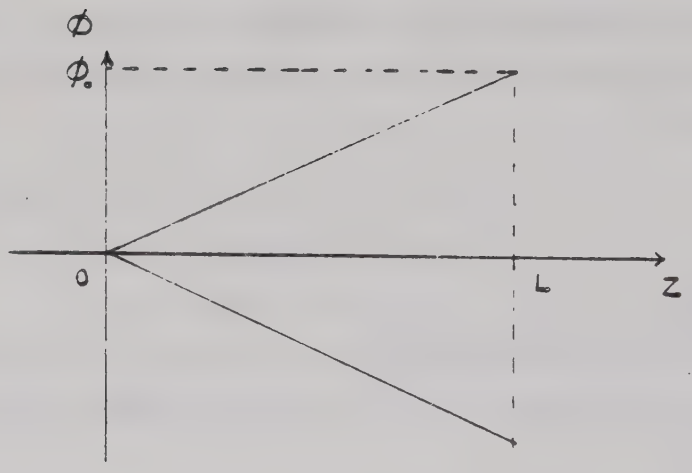
qui représente l'équation d'une parabole Z (Φ)

.../...



b) - Variation axiales quelconques

Pour étudier les réponses à des variations plus réelles de taux de plein on dispose de cônes de longueur 5 cm, 10 cm, 15 cm et 20 cm.



l'équation représentative du cône permet l'écrire :

$$\emptyset = \frac{\emptyset_0 \; Z}{L} \quad \Longrightarrow \quad \eta\,(Z) = \frac{\emptyset^2\,(Z)}{\emptyset_0^2} = \frac{Z^2}{L^2} \qquad \text{(III.1.3.)}$$

.../...

Ces cônes simulent une variation axiale de taux de plein en Z^2 c'est-à-dire, un gradient linéaire de taux de plein.

Nous étudierons aussi les réponses à des variations de type "bouchon" simulant des échelons successifs de taux de plein entre 0 et 1. Ces variations représentent certainement les cas les plus défavorables pour cette méthode de mesure (des calculs ont déjà mis en évidence, un écart important de la mesure avec la moyenne de la variation sur le volume de contrôle (§ II.1.2 c)).

III.1.3 - Définition d'une moyenne sur les variations de taux de plein

a) - Simulation de différents régimes d'écoulement

On déplace les formes à l'aide d'un système télécommandé et on peut noter la distribution des réponses r (Z) le long de la forme, si on a fixé l'origine du déplacement. On simule un régime établi si la forme ne se déplace pas pendant les comptages, un régime lentement variable si le temps de déplacement de la forme (entre $\eta = 0$ et $\eta = 1$) est petit devant le temps de comptage, et enfin, un régime transitoire si le temps de déplacement et de l'ordre de grandeur du temps de comptage.

b) - Définition d'une moyenne pondérée

Pour vérifier que le taux de plein mesuré correspond bien à une mesure moyenne sur le volume de contrôle, et que cette mesure reste indépendante du gradient, il importe de calculer la moyenne de la variation $\eta_2(Z)$ dans le volume de contrôle.

.../...

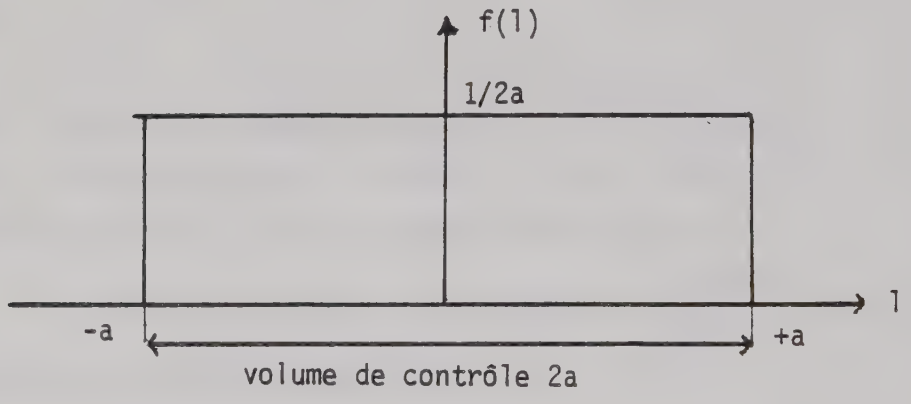
La théorie (§ II.1.1) implique le calcul d'une moyenne pondérée du type :

$$M = \int_{Z-a}^{Z+a} f(l-Z) \quad r\,[n_2(l)]\,dl \quad \left(r(n_2) = r(n)\right) \quad \text{(III.1.4.)}$$

c) - Simplification du modèle

La complexité de la définition de la fonction poids f (§ II.2.3b) nécessite dans un premier temps, une simplification du modèle et la quantification de l'erreur inhérente. Nous prendrons ainsi :

$$\begin{cases} f(l) = \dfrac{1}{2a} & \text{si } -a < l < +a \\ f(l) = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$



Ce qui permet d'écrire la réponse à la variation simple (à gradient constant par exemple) $n_2(Z)$

$$M = \frac{1}{2a} \int_{Z-a}^{Z+a} r\,[n_2(l)] \quad dl$$

.../...

Dans cette hypothèse la longueur 2a caractérisant le volume de contrôle est indépendante du taux de plein η_2. Ceci n'est pas conforme aux résultats expérimentaux obtenus au II.2.3., c'est simplement une approximation mathématique. Cette largeur 2a est considérée maintenant comme un coefficient et ce coefficient sera déterminé expérimentalement pour réaliser le meilleur ajustement possible du modèle à la mesure.

Une deuxième approximation consiste alors à dire que la courbe d'étalonnage est linéaire, et donc que la mesure d'une variation axiale $\eta_2(Z)$ correspond à la moyenne arithmétique des taux de plein réels dans les sections droites à l'intérieur du volume de contrôle 2a :

$$M = r\left[\frac{1}{2a}\int_{Z-a}^{Z+a} \eta_2(l)\, dl\right]$$

Les essais suivants consisteront donc à vérifier si ces approximations sont justifiées. Pour cela nous comparerons pour différentes variations axiales et dans différents régimes d'écoulement la mesure : $\eta_m(Z) = r^{-1}\left[M(Z)\right]$ (III.1.5.) (inversion de la courbe d'étalonnage) à la moyenne sur le volume de contrôle :

$$\bar{\eta}\ (Z) = \frac{1}{2a}\int_{Z-a}^{Z+a} \eta_2(l)\, dl \quad \text{(III.1.6.)}$$

.../...

III.2 - PRECISION DE LA MESURE

III.2.1 - Statistique de comptage

La précision de la mesure du taux de plein η, dépend essentiellement de la précision statistique sur les comptages :

$$r = \frac{c_\eta - c_0}{c_1 - c_0}$$ on montre que :

$$\Delta r = \frac{1}{(c_1 - c_0)^2} \left[\Delta c_\eta \, (c_1 - c_0) + \Delta c_1 \, (c_\eta - c_0) + \Delta c_c \, (c_1 - c_\eta) \right]$$

pour un taux de comptage c on estime Δc par l'écart type de la distribution des comptages ou par $\sqrt{c}$ si c est unique.

On peut encadrer Δr par des termes indépendants de $c\eta$:

$$\frac{2 \, \Delta c_0}{c_1 - c_0} < \Delta r < \frac{2 \, \Delta c_1}{c_1 - c_0}$$

Le choix entre les diverses configurations expérimentales pourra donc se faire d'après les valeurs du volume de contrôle et de cette précision statistique minimum :

$$\frac{2 \, \Delta c_1}{c_1 - c_0}$$

.../...

III.2.2 - Autres sources d'erreurs

a) - Configuration expérimentale

Il est tout à fait essentiel que la configuration d'étalonnage soit identique à la configuration de la mesure, sinon il en découle une erreur importante

Les paramètres de la chaîne de comptage (détecteurs, haute tension, seuil discriminateur, échelles) demandent une attention particulière puisqu'ils ne doivent pas varier entre l'étalonnage et la mesure. Une mesure du bruit de fond et du comptage plein, qui sont les valeurs de référence essentielles, doit être effectuée avant chaque mesure si c'est possible ou tout au moins périodiquement.

Il faut noter que l'erreur sur un comptage c_η est une erreur statistique $\Delta c\eta$ estimée par l'écart type de la distribution des comptages. Par contre l'erreur r est la composition d'un terme statistique $\Delta c\eta$ et de deux termes constants Δc_1 et Δc_o. En effet, Δc_1 et Δc_o sont des erreurs sur les estimations du bruit de fond et du comptage plein, qui restent invariables quels que soient les comptages c_η . L'erreur Δr peut donc très bien se traduire par un décalage systématique de la mesure par rapport au taux de plein moyen dans le volume de contrôle.

b) - Linéarité de l'étalonnage

L'erreur sur la réponse normalisée Δr peut être traduite par une erreur de mesure $\Delta\eta$ telle que :

$$\Delta\eta = \frac{1}{\frac{dr}{d\eta}} \Delta r$$

C'est-à-dire que l'incertitude absolue sur la mesure du taux de plein η est le produit de l'incertitude absolue sur la réponse normalisée du détecteur, par l'inverse de la pente de la courbe d'étalonnage $r(\eta)$

La pente minimale de cette courbe est de 0,286 pour $\eta = 0$ et la pente maximale de 1,25 pour $\eta = 0,47$ (courbe fig. III.4) d'où :

$$0,08\ \Delta r < \Delta\eta < 3,5\ \Delta r$$

Dans cette configuration sans collimateur source, on peut encadrer l'erreur absolue sur la mesure :

$$0,010 < \Delta\eta < 0,035$$

L'erreur maximale de la mesure correspond toujours aux faibles taux de plein, car bien que la précision sur la réponse Δr soit un peu plus importante, la courbe n'est pas du tout linéaire du départ.

c) - Erreurs sur la valeur moyenne $\bar{\eta}(Z)$

Dans le principe des essais suivants (§ III.1.3) on doit tenir compte des possibilités d'erreur sur le positionnement des formes ΔZ. On peut estimer ΔZ à 2 mm maximum (erreur dûe à la rigidité imparfaite de la liaison entre les formes et le moteur, à l'incertitude de positionnement à l'origine du déplacement et aux frottements des formes dans la canalisation).

Si le volume de contrôle est de 10 cm par exemple, le taux de plein moyen $\bar{\eta}(Z)$ ne pourra pas varier avec un gradient supérieur à 0,1 cm^{-1} (cf § III.3); donc l'incertitude de positionnement se traduira au maximum par une incertitude absolue sur $\bar{\eta}$ de 0,02. En général :

$$\Delta\bar{\eta} = \frac{\Delta Z}{2\ a}$$

.../...

Les essais suivants, ont porté sur la mesure d'un volume de contrôle moyen constant (II.2.3 c).

On calculera ainsi l'erreur se traduisant sur le taux de plein moyen quand on fait l'approximation d'un volume de contrôle constant. En d'autres termes on considérera que la simplification (§ III.1.3c) constitue une source d'erreur inhérente à la méthode employée.

III.3 - ESSAIS DE QUALIFICATION D'UNE METHODE DE MESURE EN GEOMETRIE SIMPLE

L'objectif de ces essais est d'abord la définition d'un volume de contrôle moyen constant dans une configuration expérimentale donnée et pour lequel la réponse du détecteur permet de mesurer directement le taux de plein moyen dans ce volume :

$$\bar{n}(Z) = \frac{1}{2a} \int_{Z-a}^{Z+a} n_2(l)\, dl$$

Cette définition, nous l'obtiendrons à partir des essais de simulation d'un régime d'écoulement établi pour des variations axiales à gradient constant.

Nous tenterons alors de définir les limites d'application de cette méthode de mesure directe du taux de plein moyen, à partir de la mesure de variations axiales et de régimes plus complexes dans l'écoulement.

.../...

III.3.1 - Régime établi

a) - Mesures de variations à gradient constant

Sur une variation à gradient constant $\eta_2(Z) = GZ$, le taux de plein moyen sur le volume de contrôle (noté 2a) s'exprime comme :

$$\bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2a}\int_{Z-a}^{Z+a} G\, l\, dl = \frac{G}{2a}\,\frac{(Z+a)^2 - (Z-a)^2}{2}$$

$$= \frac{G}{2a}\,\frac{4aZ}{2}$$

$$= GZ$$

$$= \eta_2(Z)$$

à la seule condition que le gradient G soit suffisamment faible pour que $\eta_2(l)$ reste égal à Gl entre Z-a et Z+a ; ce qui s'écrit ainsi $G < \frac{1}{2a}$ et dans la zone de taux de plein moyen définie par $+a < Z < \frac{1}{G} - a$

Dans le cas où $G > \frac{1}{2a}$ on montrerait de même que dans la zone moyenne définie par $\frac{1}{G} - a < Z < a$

$$\bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2a}\,Z - \frac{1}{4aG} + \frac{1}{2} \qquad \text{(cf annexe 3)}$$

C'est-à-dire, que le taux de plein moyen est une droite de pente $\frac{1}{2a}$.

Ces remarques montrent qu'il est particulièrement intéressant d'observer l'évolution des réponses dans la zone des taux de pleins moyens pour les diverses variations à gradient constant. Ainsi la fig. III.5 traduit la forme des réponses pour différents paraboloïdes et montre que dans la zone des taux de pleins moyens (autour de $\eta = 0{,}5$) les réponses sont linéaires .

.../...

Considérons les pentes des variations de taux de plein mesuré déduit de ces réponses et comparons-les aux valeurs de gradients des variations axiales correspondantes. Dans une configuration expérimentale sans collimateur source, et sans canal d'acier, nous avons mesuré toutes les valeurs des gradients de 0,01 cm^{-1} à 0,1 cm^{-1} :

Longueur du paraboloïde de simulation (cm)	Gradient de la variation simulée (cm^{-1})	Pentes des réponses mesurées (cm^{-1})
100	0,0100	0,0105
90	0,0111	0,0113
80	0,0125	0,0128
70	0,0143	0,0142
60	0,0167	0,0163
50	0,0200	0,0209
40	0,0250	0,0247
30	0,0333	0,0323
20	0,0500	0,0472
10	0,1000	0,0729

Les pentes correspondent donc assez bien aux gradients sauf pour les forts gradients (0,1 cm^{-1}) où la pente n'est que de 0,0729 cm^{-1} = $\frac{1}{13,2}$ cm^{-1} (fig. III.6).

Dans une configuration avec canal d'acier cette pente a été évaluée à $\frac{1}{15,6}$ cm^{-1} sans poudre de bore dans la section d'essai et $\frac{1}{14,9}$ cm^{-1} avec poudre de bore.

.../...

D'après les remarques précédentes sur le calcul du taux de plein moyen, l'ajustement de ces courbes avec les courbes de taux de plein moyen permet de définir un volume de contrôle moyen égal à une tranche de canal de 15,6 cm de long dans la configuration sans poudre de bore et de 14,9 cm de long dans la configuration avec poudre de bore (les caractéristiques de ces configurations sont rappel p. 63).

Cette définition du volume de contrôle moyen permet alors de calculer le taux de plein moyen dans toutes les variations axiales mesurées. Ainsi nous pouvons comparer le taux de plein mesuré η_m et le taux de plein moyen $\bar{\eta}$ sur le volume de contrôle dans les trois variations à gradient constant simulées par les paraboloïdes de 10, 50 et 100 cm de longueur et ce pour les deux configurations expérimentales choisies (fig. III.7 à III.12).

Les écarts les plus faibles entre η_m et $\bar{\eta}$ sont ceux mesurés pour le paraboloïde de 50 cm (fig. III.8 et III.11). C'est en effet pour les gradients moyens que l'on observe les meilleurs ajustements entre la mesure et la moyenne calculée.

Pour les faibles gradients de 0,01 cm^{-1} (fig. III.9 et III. on note des décalages plus importants correspondant à une surestimati de la mesure. Les paraboloïdes de 10 cm n'induisent encore qu'un déca lage aux faibles taux de pleins (fig. III.7 et III.10).

.../...

Configurations Caractéristiques	($\bar{a}$ b c d e f $\bar{g}$) sans post-collimation de poudre de bore	($\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f $\bar{g}$) avec post-collimation de poudre de bore
c_o bruit de fond (en cps pour 10^5 cps de référence)	18 300	32 600
c_1 comptage plein (en cps pour 10^5 cps de référence)	45 500	72 100
contraste $\frac{c_1}{c_o}$	2,5	2,2
Longueur moyenne de la tranche d'écoulement représentant le volume de contrôle (cm)	15,6	14,9
erreur statistique maximale sur la réponse $\Delta R = \frac{2 \Delta c_1}{c_1 - c_o}$ pour 10^5cps sur la réf (comptages de 10 s)	0,016	0,014

.../...

b) - Mesures de variat

Les formes coniques de nylon
taux de vide que l'on peut trouver dan
par exemple (2). Les variations de taux
cônes sont représentées fig. III.13.

Les fig. III.14 et III.15 per
taux de plein mesuré à partir de la répo
de plein calculé à partir de la moyenne c
volume de contrôle, comme cela a été fait
à gradient constant.

Les écarts obtenus entre taux de
plein calculés pour toutes les variations
en général de l'ordre de grandeur de la pré
la mesure, calculée par exemple fig. III.10
plus importants se caractérisant généralemen

- une sous-estimation du taux de pl
  de plein (entre $\eta = 0,9$ et $\eta = 1$)
- une sur-estimation du taux de ple
  taux de plein (entre $\eta = 0$ et $\eta = 0$
- une sur-estimation du taux de plein
  gradients (à partir de $\frac{1}{70}$: 0,014 c

Tous ces décalages sont systématiques,
cités restent faibles (écarts < 0,03) et le trois
aisément corrigé en plaçant plusieurs détecteurs
Cette méthode de correction pour les faibles vari
augmentation du volume de contrôle mais dans le ca
gradients, les moyennes de la variation sur 15 cm
sont équivalentes.

.../.

c) - Mesures de fortes variations de taux de plein

La fig. III.16 permet de comparer le calcul de la moyenne d'une forte variation simulée par un cône à la mesure. On peut noter un décalage calcul-mesure beaucoup plus important que ceux observés précedemment. Ce décalage correspondant principalement à une sous-estimation dans la zone des taux de plein moyen est maximal dans le cas d'un échelon de taux de plein (fig. III.17). Les écarts pour ces fortes variations ont pû être observées dans différentes configurations expérimentales (fig. 111.18) ; ils traduisent un phénomène d'atténuation indissociable de la diffusion des neutrons.

Ce problème prévu théoriquement (§ II.1.1) nécessite une méthode de correction complexe sur la base de la définition d'une fonction poids des tranches élémentaires de l'écoulement, fonction du gradient de taux de plein réel.

Mais comme le régime établi ne semble pas le cas le plus fréquent dans les phénomènes diphasiques que nous aurons à étudier en réalité, nous allons tout d'abord observer ce que deviennent les écarts calcul-mesure dans les cas de simulation de régimes transitoires et de variations axiales plus complexes.

d) - Conclusion

Nous pouvons dresser un bilan des écarts calculs-mesures à travers les différentes formes simulant les variations de taux de plein en régime établi. La fig. III.19 représente ces écarts au niveau des taux de plein moyen ($\eta = 0,5$) en fonction du gradient.

.../...

Si l'on admet une erreur absolue sur la mesure de $\pm$ 0,02 on voit que les limites des variations directement mesurables (sans correction) en régime établi peuvent être définies en termes de gradient entre 0,014 cm^{-1} et 0,1 cm^{-1}.

III.3.2 - Régime lentement variable

a) - Appareillage utilisé

Nous avons décrit en II.2.1 a) le type d'appareillage utilisé pour les mesures en régimes établi et transitoire, nous rappelons que la simulation d'un régime transitoire même lentement variabl impose une acquisition automatique des comptages. Pour cela nous utilisons un analyseur Camberra 1024 canaux en fonctionnement multi-échelle, déclenché en même temps que le déplacement de la forme dans le canal. Les spectres obtenus sur l'analyseur correspondent à des comptages de 0,9 sec. Le régime lentement variable peut être défini alors par le déplacement axial de la distribution de taux de plein de 1 m au total pour un spectre des réponses comprenant 1 000 canaux de 0,9 s d'où une vitesse de déplacement de la distribution axiale de 0,11 cm/s.

b) - Mesures de distributions à gradient constant

Nous vérifions en régime lentement variable les phénomènes obtenus en régime établi, c'est-à-dire les écarts entre taux de plein déduit du spectre des réponses et taux de plein calculé par la moyenne de la variation sur 15,6 cm. Cette dernière longueur correspond au volume de contrôle mesuré dans la configuration expérimentale

.../...

définie précedemment sans post-collimation de poudre de bore (§ III.3.1 a).

Le tracé des spectres des comptages obtenus en régime lentement variable permet une bonne visualisation des caractéristiques de ce systèmes de mesure.

* Réponses du détecteur - taux de plein mesurés

La fig. III.20 permet d'observer la différence entre la courbe de réponse normalisée r(Z) et la courbe de taux de plein mesuré $\eta_m(Z)$ qui s'en déduit après correction de terme source et inversion du polynôme d'étalonnage $r(\eta)$. Ces courbes sont obtenues pour une distribution comprenant principalement un échelon de taux de plein et une diminution de gradient 0,014 cm^{-1} entre 0 et 1. Les corrections des fluctuations source mesurées par le détecteur moniteur et enregistrées sur un analyseur type Intertechnique SA 40 B induisent des écarts entre les deux courbes r (Z) et η (Z) sensibles autour de Z = 40 cm et Z = 70 cm. Ces écarts ne sont jamais supérieurs à ceux observés sur cette courbe, c'est-à-dire qu'ils restent inférieurs à 5 %. Ces fluctuations correspondent principalement à des variations de la haute tension et à l'usure de la cible (dans le cas d'une cible tritiée plus particulièrement). La non-linéarité de la courbe d'étalonnage aux faibles taux de plein conduit d'autre part, à un écart systématique positif η_m (Z) - r(Z).

* Taux de plein mesurés - taux de plein moyens

Les figures III.21. et III.22. permettent de comparer le spectre de taux de plein mesuré η_m (z) obtenu à partir du spectre des réponses du détecteur (fig. III.20) à la moyenne de la variation à gradient constant sur 70 cm (G = 0,014 cm^{-1}). Les moyennes sur 15,6 cm (fig. III.21) ou sur 12,5 cm (fig. III.22) sont finalement peu différentes et correspondent assez bien à la mesure dans la zone de gradient constant.

.../...

Il n'en est pas de même à la limite de la forme de simulation caractérisant une variation de type "bouchon" où on observe toujours une sous-estimation du taux de plein par rapport au taux de plein moyen.

Les figures III.23 et III.24 permettent de la même manière la visualisation des écarts entre la mesure η_m (z) et le taux de plei moyen dans le cas des gradients extrêmes :

- dans le cas du plus fort gradient constant (0,1 cm^{-1} fig. III.23) on observe déjà une légère sous-estimation de la mesure par rapport à la moyenne sur 15,6 cm au niveau des faibles taux de plein. Même dans le cas d'une moyenne sur un volume de contrôle plus petit (10 cm) cette sous-estimation existe cette fois au niveau des forts taux de plein ;

- dans le cas du plus faible gradient constant (0,01 cm^{-1} fig. III.24) les écarts sont inversés et la mesure surestime la moyen qui dépend alors très peu du volume de contrôle choisi (15,6 cm ou 5

* Conclusion

On retrouve en régime lentement variable les résultats d'écarts obtenus en régime établi dont le bilan est dressé en fig.III pour un taux de plein moyen de 0.5.

L'intérêt de telles mesures réside surtout dans la visualis tion immédiate des écarts taux de plein mesurés - taux de pleins moye et leur comparaison avec l'incertitude statistique de la mesure.

Nous allons maintenant étudier les réponses à des séries de bouchons de longueur et d'amplitude variables, cas où les écarts sont les plus importants.

.../...

c) - Mesures de distributions caractérisant des écoulements à bouchons

On s'intéresse maintenant au taux de plein mesuré lors du défilement à faible vitesse devant le détecteur, de bouchons (échelons de taux de plein) de diverses géométries axiales.

* Cas de faibles "bouchons"

Le cas de bouchons de faible longueur (3 cm - fig. III.25) montre que le décalage mesure - moyenne correspond toujours à une sous-estimation de la mesure, quelle que soit la moyenne calculée (moyennes sur 12,5 cm, 14,1 cm et 15,7 cm).

On note pourtant que cette mesure visualise très bien le défilement des 3 bouchons malgré leur faible largeur. On est donc dans un cas limite très difficilement justifiable par le modèle simple d'une mesure correspondant à une moyenne sur un volume de contrôle constant.

Le modèle qui s'adapte le mieux à cette mesure doit prendre en compte un volume de contrôle important au niveau des forts taux de pleins permettant d'approcher une mesure globalement assez faible, ainsi qu'un volume de contrôle beaucoup plus faible au niveau des faibles taux de plein, afin de justifier les variations importantes de la mesure sur quelques cm seulement.

Cette observation correspond aux mesures précédentes (fig. II.23) sur le volume de contrôle. Pourtant dans le cadre de la qualification de ce système de mesure, il est évident que l'on ne peut pas prendre en compte une mesure correspondant à des moyennes différentes, suivant le taux de plein initial. Il reste donc nécessaire de chercher la moyenne, c'est à dire le volume de contrôle, qui ajuste au mieux la mesure.

.../...

⁂ Cas de "bouchons" plus importants

Le cas de bouchons de plus grande longueur (15 cm et 20 cm) montre (fig. III.26 et III.27) qu'une mesure moyenne sur 8 cm (fig. III.27) semble mieux ajuster la mesure qu'une moyenne sur 15,6 (fig. III.26).

C'est aussi le cas de la mesure de bouchons d'amplitude variable où la moyenne sur ce volume de contrôle plus faible (fig. III.29) constitue un meilleur ajustement que la moyenne sur 15,6 cm (fig. III.28) volume de contrôle adapté aux mesures de variations à gradient constant.

⁂ Cas général

On peut conclure sur un cas général de variations (fig. III simulant un écoulement à bouchons en observant qu'une moyenne sur 8 c (fig. III.31) s'impose comme la moyenne mesurée d'une série de boucho

Dans la pratique si l'on sait que la mesure va porter sur d écoulements à fortes variations de taux de plein on pourra corriger l'interprétation de cette mesure en sachant qu'elle correspondra à un moyenne de ces variations sur un volume de contrôle plus faible que celui considéré généralement (deux fois plus faible dans cette config ration).

La figure III.31 montre quand même que le modèle d'une mesure moyenne présente encore, malgré la correction définie ci-dessu des écarts importants avec la mesure dans le cas de variations importantes très rapprochées, comme dans le cas fig. III.25.

.../....

* Mesure en 14 MeV - vitesses de défilement variables

L'exemple de mesures réalisées avec des neutrons de 14 MeV permet de comparer les moyennes dans différents volumes avec la mesure, pour différentes vitesses de défilement de "bouchons" de grandes longueurs (fig. III.32).

Ces mesures montrent que l'on peut conclure de la même façon que dans le cas de neutrons source de 3 MeV. Ainsi c'est la moyenne sur le plus faible volume de contrôle (8 cm) qui ajuste au mieux la mesure et ce indépendamment de la vitesse de défilement.

Nous avons cherché au cours de ces essais à adapter le temps de comptage par canal à la vitesse de défilement, ce qui correspond à une moyenne à peu près constante sur 1,75 mm pour chaque comptage.

L'intensité de la source nous permet ainsi de conserver une précision de mesure importante dans l'observation de l'écoulement pour des vitesses de défilement de plus en plus élevées.

III.3.3. - Régime transitoire

a) - Objectif des mesures

Vis à vis de cette méthode de mesure, on peut définir la limite du régime transitoire par le cas où la vitesse des variations de taux de vide, pendant le temps de comptage correspond à un déplacement de l'ordre de grandeur du volume de contrôle. En pratique, les limites des temps de comptage étant de l'ordre de 10 ms (avec la source de 14 MeV), la limite inférieure des vitesses de perturbations de taux de vide est $\frac{15 \text{ cm}}{10 \text{ ms}} = 1\,500$ cm/s.

.../...

Il est intéressant de comparer la mesure pendant le temps d comptage et la moyenne sur la variation de taux de vide qui s'est déplacée à une vitesse constante pendant ce temps. Nous allons observ ce que deviennent les décalages observés en régime établi ou lentemen variable aux forts gradients de taux de vide dans le cas d'une mesure moyenne sur toute la variation.

b) - Cas du défilement d'un seul échelon de taux de pl

Lors du défilement d'un "bouchon" devant le détecteur, on peut mesurer une valeur moyenne du taux de plein correspondant à la réponse du détecteur, sur un temps de comptage de l'ordre de 30 sec. Pendant ce temps, étant données les vitesses disponibles pour la simu lation, la perturbation de taux de plein se déplace de 2 cm à 50 cm. Si l'on compare la valeur mesurée η_m à la valeur moyenne du taux de plein sur la variation $\bar{\eta}$, on peut noter que l'écart $\bar{\eta} - \eta_m$, mesuré en statique à 0,18 décroit jusqu'à s'annuler pour les grandes vitesses (fig. III.33). Ceci se justifie par le fait que si pour de fortes variations les courbes $\bar{\eta}$ (Z) et η_m (Z) sont assez différentes (fig. III.17), par contre les moyennes

$$\frac{1}{2Z}\int_{-Z}^{Z} \bar{\eta}(u)\,du \quad \text{et} \quad \frac{1}{2Z}\int_{-Z}^{Z} \eta_m(u)\,du$$

sont d'autant plus proches que Z est grand, c'est-à-dire, que la vites de défilement est grande ou que le temps de comptage est grand. Cepen- dant, une condition importante peut restreindre ce type de mesure : il est nécessaire que la vitesse de défilement soit constante pendant le temps de comptage.

.../...

c) - Mesures sur diverses variations

Des mesures globales ont été réalisées sur des variations plus complexes simulant le défilement d'écoulement à bouchons (fig. III.34). Le système de simulation par déplacement télécommandé de formes de nylon dans le canal ne nous permettant pas d'atteindre des vitesses importantes de manière suffisamment précise, nous avons accédé à des mesures globales sur des temps de comptage de 900 à 1 000 secondes, correspondant au temps de défilement d'une série de bouchons devant le détecteur. Le tableau fig. III.34 montre bien que les mesures obtenues sont très proches des moyennes sur les variations. Il n'est donc plus nécessaire d'envisager une méthode de correction de la mesure dans ces cas de fortes variations de taux de plein.

Avec la source de neutrons de 14 MeV dont on dispose, on peut donc avoir une information du taux de vide global pour un écoulement à bouchons toutes les 10 ms avec une précision de 3 % (dû à la statistique de comptage) dans un volume de contrôle de 8 cm (pour ce canal Ø 100), à condition que le défilement des bouchons se fasse avec une vitesse constante (plusieurs m/s).

Il convient donc en pratique d'augmenter le temps de comptage pour que chaque comptage soit en fait une moyenne sur plusieurs variations de forts gradients. La prise en compte d'une mesure moyenne plus importante contribuant à diminuer et annuler le décalage entre la mesure et la moyenne.

.../...

III.4 - CONCLUSION DES MESURES EN GEOMETRIE SIMPLE

Ces mesures de variations axiales à gradient constant en régime établi ont conduit à une définition d'un volume de contrôle moyen de l'ordre de 15 cm de section droite, pour un canal de 10 cm de diamètre. La mesure du taux de vide obtenue à partir de la réponse du détecteur des neutrons diffusés correspond à une mesure moyenne dans ce volume pour des variations dont le gradient reste toujours inférieur à 0,1 cm^{-1}.

Pour des variations de taux de vide de gradient supérieur à 0,1 cm^{-1}, il importe d'augmenter le temps de comptage pour obtenir une mesure moyenne sur un ensemble de variations, ceci permet de diminuer le décalage de la mesure par rapport à la moyenne dans ces cas défavorables. Il faut savoir d'autre part que dans ces cas de fortes variations, la mesure semble s'approcher d'une moyenne sur un volume de contrôle légèrement plus faible que celui mesuré précédemment (8 cm pour le canal Ø 10 cm). Cette observation est la base d'une correction de la mesure dans le cas de variations de forts gradients.

.../...

CHAPITRE IV - APPLICATIONS

La méthode de diffusion des neutrons rapides semble intéressante dans trois cas de figure pour lesquels, tout autre méthode à base de rayonnements est difficilement applicable, se sont :

* les canalisations à parois métalliques épaisses
* les écoulements présentant des géométries non cylindriques (grappes)
* les écoulements fortement activés (azote 16 des circuits des réacteurs nucléaires par exemple)

C'est pourquoi, nous avons étudié une application de cette méthode de diffusion des neutrons à une géométrie complexe, constituée par la grappe chauffante de la boucle Omega [7] du Service des Transferts Thermiques (Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble). Nous avons envisagé ensuite, une autre application correspondant à un canal de réacteur nucléaire en géométrie complexe, à savoir la mesure du taux de vide sur la branche froide de la boucle PHEBUS [47] du Département de Sûreté Nucléaire (Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache).

IV.1 - MESURE SUR UNE GRAPPE CHAUFFANTE

IV.I.1 - Maquette de la section d'essai Omega

Les fig. IV.1 et IV.2 présentent la maquette de la grappe chauffante : 5 x 5 crayons (Ø 0,5) , de pas 12,6 mm placés dans un boitier d'aluminium de coté 66.1. L'ensemble est compris dans un tube d'acier Ø 148 x 21,5. Le tube est donc plus épais que celui de la section d'essai en géométrie simple (Ø 125 x 12,5) et la section de l'écoulement est faible 2597 mm^2 au lieu de 7854 mm^2 pour le canal cylindrique précédent.

.../...

Nous gardons la même configuration expérimentale que celle définie en géométrie simple, c'est-à-dire :

* pas de collimateur source
* post-collimation de Cd-B_4C autour du détecteur
* pas de cage de protection supplémentaire

La post-collimation définit un volume de canal de largeur identique à celle obtenue en section cylindrique simple (6 cm de section droite). Pour cela, il a suffi d'éloigner un peu plus le détecteur du canal en adaptant la post-collimation, de manière à ce qu'elle conserve une largeur de base de 3 cm.

En réalité la section du canal Omega présente une canalisation d'acier extérieure supplémentaire Ø 220 x 23,5 c'est pourquoi nous envisagerons le cas d'une position éloignée du détecteur et de la source simulant la présence de cette canalisation.

IV.1.2 - Campagne d'étalonnage

Pour la simulation de l'écoulement dans la maquette nous utilisons encore des pièces en nylon (fig. IV.3) qui sont des parallélépipèdes de 65,4 de coté percés de 25 trous de diamètres 9,55 ; 10,24 ; 10,98 et 11,80 (fig. IV.4). Cela permet de simuler les taux de plein respectivement de 1 ; 0,892 ; 0,768 et 0,621 pour une configuration d'écoulement annulaire. Ensuite, on utilise des tubes creux et des ronds de nylon pour simuler des taux de plein plus faibles.

Ce type de simulation conduit à une répartition relativement homogène des phases contrairement à l'étalonnage effectué en géométrie simple (écoulement central).

.../...

La faible section de l'écoulement conduit à un contraste vide-plein assez faible dans la configuration réelle avec deux tubes d'acier ; par contre, si l'on peut faire une "fenêtre" dans le tube d'acier extérieur de manière à rapprocher la source et le détecteur, ce contraste peut être augmenté (cf. tableau ci-dessous).

Configuration	Bruit de fond (cps pour 10^5 cps réf) C_o	comptage plein (cps pour 10^5 cps réf) C_1	Contraste C_1/C_o	Précision $\Delta C_i / C_1 - C_o$
réelle (neutrons de 3 MeV)	12 690	15 370	1,21	0,056
source et détecteur plus près du canal (neutrons de 3 MeV)	16 300	27 500	1,69	0,014
Source neutrons de 14 MeV	16 100	17 450	1,08	0,40

L'étalonnage (fig. IV.5 et IV.6) effectué dans la configuration donnant le plus important contraste (1,69) rend compte dans le cas particulier d'une faible section d'écoulement, d'une phénomène de non linéarité beaucoup plus prononcé qu'en géométrie simple. Il semble que cette courbe corresponde, vu le rapport des sections d'écoulement ($\frac{2597\ mm^2}{7854\ mm^2} = 0.33$) à la partie de la courbe d'étalonnage en géométrie simple correspondant aux faibles taux de pleins (entre 0 et 0.33).

.../...

L'inflexion de cette zone de la courbe précédente (fig. III.4) est en effet semblable à celle obtenue en géométrie complexe sur cette faible section d'écoulement.

Il faut noter l'impossibilité d'utiliser des neutrons de 14 MeV puisque dans une section d'écoulement trop faible, ils ne se ralentissent pas assez et par conséquent, le contraste est insuffisant.

IV.1.3 - Réponses au cas du bouchon

L'utilisation d'un système de déplacement des formes de nylon dans la grappe (fig. IV.1) permet d'étudier en particulier les réponses aux cas du bouchon en régime lentement variable. De cette mesure nous pourrons estimer le volume de contrôle pour les plus faibles gradients par analogie avec la même réponse en géométrie simple (fig. III.17).

Les deux configurations expérimentales choisies (source et détecteur plus ou moins rapprochés du canal) permettent ainsi une estimation identique du volume de contrôle qui correspond alors à 20 cm de section droite de canal (fig. IV.7 et IV.8). Ce volume plus important qu'en géométrie simple correspond certainement à une section de canalisation plus grande (Ø 148 au lieu de Ø 125).

La forme des réponses obtenues dans les deux cas est différente de la réponse en géométrie simple. Le décalage précédemment observé au niveau de l'échelon entre $\bar{n}$ et n_m a disparu, par contre, il se situe au niveau des forts taux de plein. Ce décalage se traduira donc par une surestimation globale de la moyenne dans le volume de contrôle de fortes variations en régime lentement variable.

.../...

IV.1.4 - Conclusion des essais en géométrie complexe

Les essais effectués pour une géométrie complexe ont montré que les résultats obtenus par cette méthode de mesure dépendent de la section totale de l'écoulement mais dépendent peu de sa géométrie.

Il semble donc que cette méthode de mesure soit bien adaptée à des écoulements ou des canalisations de géométrie complexe, à condition que la section totale de l'écoulement soit suffisante pour que l'on puisse utiliser l'énergie de neutrons incidents de 14 MeV disponible à la sortie de l'accélérateur électrostatique. Cette raie d'énergie permet en effet d'utiliser au mieux la puissance de l'accélérateur et permet ainsi d'obtenir une précision de mesure beaucoup plus importante.

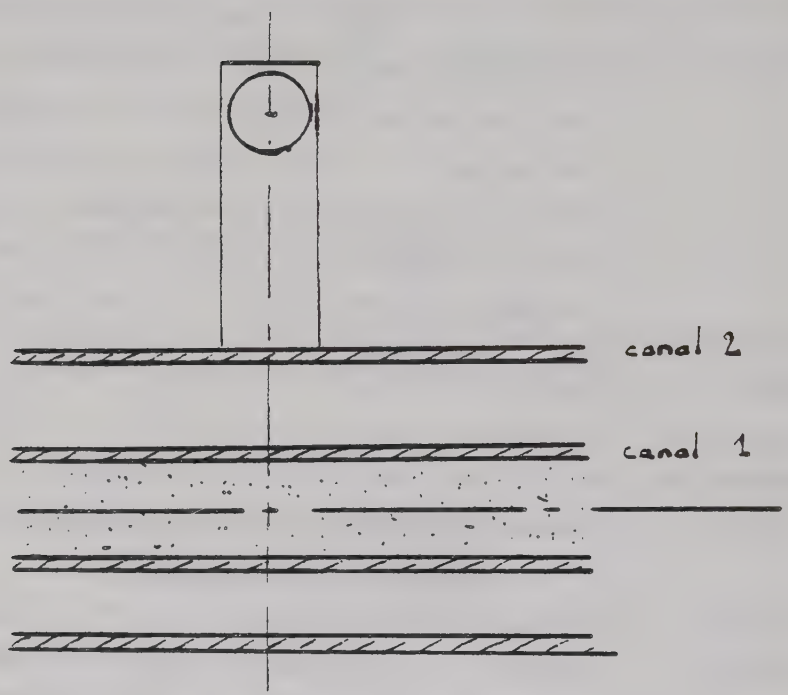
IV.2 - MESURES DU TAUX DE VIDE SUR LE CIRCUIT PRIMAIRE D'UN REACTEUR NUCLEAIRE A EAU

Nous avons vu que l'application de la méthode de diffusion de neutrons rapides à un écoulement en géométrie complexe, présente un grand intérêt si la section d'écoulement est suffisamment importante.

Il semble aussi plausible d'envisager l'application de cette méthode sur de grandes canalisations présentant d'importantes sections d'écoulement telles que le contraste obtenu avec les neutrons de 14 MeV soit important. Le fait que la canalisation présente une géométrie complexe n'a pas beaucoup d'importance ; les seuls paramètres notables sont la section totale de l'écoulement ainsi que la distance minimale possible de la base de la post-collimation à l'écoulement.

.../...

Cette distance fixera en effet le volume de contrôle en imposant un angle solide minimum du détecteur à l'écoulement. Il arrive en effet très souvent que l'écoulement soit entouré de plusieurs canalisations (schéma ci-dessous).



.../...

IV.2.1 - Intérêt de cette application

Le circuit primaire des réacteurs nucléaires à eau présente ces caractéristiques. Le système de mesure du taux de vide installé sur la branche chaude peut permettre le contrôle de la formation de vapeur au niveau du coeur, et ainsi la prévention des incidents. L'activité γ qui règne dans l'écoulement ne gène pas la mesure, par contre, il peut être nécessaire de se protéger du bruit de fond neutronique du coeur.

Le problème principal reste l'adaptation d'un accélérateur électrostatique générateur de neutrons à l'ambiance du hall d'un réacteur nucléaire.

IV.2.2 - Application préliminaire sur l'installation PHEBUS

Des essais en vraie grandeur peuvent être réalisés sur l'installation PHEBUS du Département de Sûreté Nucléaire (Cadarache) [47] sur laquelle on étudie le comportement du combustible des réacteurs à eau sous pression en circonstances accidentelles.

La mesure du taux de vide doit faire alors l'objet d'une correction de température car la densité de l'eau et l'énergie des neutrons thermalisés varient en fonction de la température. Une méthode de correction a déjà été envisagée par RIEGEL [2] et FREITAS [3] ; elle pourra faire l'objet d'une étude plus approfondie.

IV.2.3 - Conclusion

Les essais effectués sur une maquette de l'installation Oméga représentant une grappe chauffante 5 x 5, ont montré que la section de l'écoulement de 26 cm^2 était un peu trop faible pour constituer une application adaptée à la source de neutrons rapides. Il serait certainement préférable d'utiliser le flux de neutrons d'un réacteur pour obtenir un contraste plus important.

.../...

Seulement, les applications possibles de ce type de mesure portent essentiellement sur d'importantes installations où il ne peut être installée qu'une source de neutrons de dimensions réduites. C'est pourquoi, nous envisageons plutôt les applications de cette méthode de mesure dans les boucles ou les circuits de section d'écoulement suffisamment importantes pour que l'on obtienne un fort contraste avec la raie de 14 MeV. C'est le cas des circuits primaires de réacteurs type PWR sur lesquels la mesure serait un moyen de contrôle très intéressant.

CONCLUSIONS

Cette étude nous semble apporter une contribution supplémentaire à la détermination du taux de vide global dans les écoulements diphasiques.

Nous avons choisi d'utiliser la méthode de diffusion de neutrons rapides, parce qu'elle nous est apparue comme la méthode la mieux adaptée à la mesure d'un taux de vide moyen sur une section droite de l'écoulement au travers de canalisations présentant d'épaisses parois d'acier.

Les raies de 3 MeV et de 14 MeV délivrées par un accélérateur électrostatique, générateur de neutrons sont certainement les sources de neutrons qui allient au mieux, puissance et souplesse d'utilisation, et c'est la raison pour laquelle nous les avons choisies.

L'étude menée avec la raie de 3 MeV a montré qu'il était possible de simplifier la configuration expérimentale sans trop affecter le volume de contrôle de la mesure. Ce volume de contrôle a pu être ramené à un ordre de grandeur de 15 cm de section droite de l'écoulement, sans utiliser de collimateur source. Pour cela, nous avons optimisé la nature et les dimensions de la post-collimation du détecteur, qui sont les paramètres de la configuration expérimentale susceptible de réduire le plus ce volume.

.../...

Nous avons défini un volume de contrôle moyen tel, que la mesure déduite de la réponse du détecteur corresponde directement à une mesure de taux de vide moyen sur ce volume de contrôle, quelles que soient les variations de taux de vide, la répartition des phases et le régime de l'écoulement.

En fait, nous avons montré qu'une telle mesure directe, ne peut être qu'une approximation. Nous avons justifié cette approximation dans la plupart des cas mais il existe certains cas limites, (fortes variations lentement variables, écoulements stratifiés, vitesses d'écoulement rapidement variables) dans lesquels la mesure est sensible à d'autres paramètres de l'écoulement que le taux de vide moyen, notamment :

* gradient de taux de vide
* configuration de l'écoulement
* vitesse d'écoulement

Il semble que l'on puisse s'affranchir encore de ces paramètres, en utilisant la mesure déduite d'une moyenne des réponses de plusieurs détecteurs le long du canal et de part et d'autre du plan canal-source.

En tous cas, pour de grandes sections d'écoulement comportant d'épaisses canalisations, il semble que la raie de 14 MeV soit la seule source permettant d'accéder à une information de taux de vide moyen suffisamment précise dans l'écoulement. C'est pourquoi, nous pensons que cette méthode doit pouvoir être appliquée avec succès sur les circuits primaires des réacteurs P.W.R. Cette mesure de taux de vide constituerait alors un moyen de contrôle de l'apparition de vapeur au niveau du coeur.

NOMENCLATURE

-o-o-o-o-o-o

a : demi longueur de cylindre définissant le volume de contrôle (cm) (II.1.5.)

c(η) : comptage en coups par s. ou pour 10^5 coups sur la référence (III.1.4.)

c_o : bruit de fond (II.1.4.)

c_1 : comptage canal plein (II.1.4.)

D_n : domaine de dimension n (I.1.2.)

e : épaisseur d'acier de la canalisation (mm) (I.1.12)

E : énergie des neutrons (eV) (II.1.7.)

f(ℓ) : fonction poids d'une tranche d'écoulement à la distance de la normale au détecteur (cm^{-1}) (II.1.1.)

g(η) : fonction de η dans le modèle de Yurova (II.1.1.)

G : gradient axial des variations de η (cm^{-1}) (III.1.1.)

L : longueur des cylindres définissant le volume de contrôle (cm) (II.2.2.)

M : comptage normalisé, réponse à une variation axiale (III.1.4.)

r(η) : comptage normalisé (II.1.4.)

$\overline{R}(L)$: comptage normalisé (II.1.7.)

$R_{Gn}(t)$: taux de vide instantané sur le domaine D_n (I.1.4.)

T : période ou temps de comptage (s) (I.1.5.)

$X_G(x,t)$ fonction densité de phase (I.1.1.)

α : taux de vide moyen dans le volume de contrôle pendant T (I.1.1

α_2 : taux de vide moyen dans une section droite pendant T (I.1.8.)

$\phi(z)$: diamètre des formes de simulation à la cote z (cm) (II.2.1.)

$\phi(E)$: flux de neutrons d'énergie E($n/cm^2.s$) (II.1.7.)

μ : coefficient d'atténuation (cm^2/g) (I.2.1.)

η : taux de plein moyen dans le volume de contrôle pendant T (I.1.

η_2 : taux de plein réél simulé, moyen dans une section droite penda T (I.1.9.)

η_m : taux de plein mesuré à partir de la réponse (III.1.5.)

$\overline{\eta}/_{2a}$: taux de plein moyen dans le volume de contrôle 2a pendant T (=η) (III.1.6.)

Σ : section efficace macroscopique (cm^{-1}) (III.1.7.)

$\overline{\ }$: opérateur moyenne temporelle (I.1.6.)

$< >$: opérateur moyenne spatiale (I.1.3.)

B I B L I O G R A P H I E

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

[1] G. DUCROS
"Détermination du taux de vide et de la configuration d'un écoulement diphasique à l'aide d'un faisceau de neutrons"
Thèse PARIS-Sud - 1980.

[2] B. RIEGEL
"Contribution à l'étude de la décompression d'une capacité en régime diphasique"
Thèse GRENOBLE - Juin 1978.

[3] R. FREITAS
"Hydrodynamique des écoulements eau-vapeur dans la zone remouillée d'un tube chauffant en renoyage"
Thèse GRENOBLE - 1981.

[4] A.E BERGLES, J.G COLLIER, J.M DELHAYE, G.F HEWITT, F. MAYINGER
"Two Phase Flow and Heat Transfert in the Power and process industries"
H.P.C - 1981.

[5] "Handbook of multiphase Systems"
Mac Graw Hill - 1982.

[6] G.F HEWITT
"The role of experiments in two phases systems with particular reference to measurements techniques"
Journal of British Nuclear Energy Society Vol 12
n° 2 - 1973.

[7] B. BRUN, M. COURTAUD, G. HOUDAYER
"Le Code Cathare et son support expérimental thermohydraulique"
R.G.N 7/8 1982 - p. 329 - 337.

[8] M. PETRICK and B.S SWANSON
"Radiation Attenuation Method of measuring Density of a two phase fluid"
Review of Scientific Instruments - Vol 29 n° 12 - 1958.

[9] R. EVANGELISTI and P. LUPOLI
"The void fraction in an Annular Channel at Atmospheric Pressure"
Int. Journal of Heat and Mass transfer - Vol 12 - 1969.

[10] R.P GARDNER, R.H BEAN, J.K FERREL
"On The γ ray One Shot collimator Measurement of two phase flow void fractions"
Nuclear Applications and Technology Vol 8 January 1970.

[11] R.W PIKE, B. WILKINS, H.C WARD
"Measurement of the void fraction in two phase flow by X Ray Attenuation"
AICHE Journal Vol 11 - 1965.

[12] L.B WENTZ, L.G NEAL, R.W WRIGHT
"X Ray Measurement of void Dynamics in boiling liquid Metals"
Nuclear Applications Vol 4 - May 1968.

[13] R. MARTIN
"Measurement of the local Void Fraction at high pressure in a Heating Channel"
Nuclear Science and Engineering Vol 48 - 1972.

[14] H.S ISBIN, N.C SHER, K.C EDDY
"Void fractions in Two Phase steam water flow"
AICHE journal Vol 3 n° 1 - March 1957.

[15] R.A CONDON, N.C SHER
"Measurement of Void fractions in parallel Rod Arrays"
Nuclear Science and Engineering Vol 14 - 1962.

[16] T.J HONAN, R.T LAHEY
"The evaluation of static error in gamma densitometry"
ANS Transactions Vol 32 p 818-819 - 1979

[17] C. JEANDEY
"Multibeam X Ray densitometer for flow pattern and void fraction determination in steam water mixtures"
Measurements in Polyphase Flows p. 19 - 28
ASM.E - 1982.

[18] SMITH
" A fact response multi beam X Ray Absorption Technique for identifying phase distribution during steam water blowdowns"
Journal of the British Nuclear Energy Society
Vol 14 - 1975.

[19] A.A HARMS, S.LO, W.T HANCOX
"Measurement of time averaged voids by neutron Diagnosis"
Journal of applied physics, Vol 42 n° 12 September 1971.

[20] W.T HANCOX, C.F FORREST, A.A HARMS
"Void determination in two phase systems employing neutron transmission"
ASME Paper n° 72 HT 2 - 1972.

[21] A.A HARMS and C.F FORREST
"Dynamic Effects in radiation diagnosis of fluctuating voids"
Nuclear Science and Engineering Vol 46 - 1971.

[22] A.A HARMS and F.A.R LARATTA
"The dynamic bias interrogation of two phase flow"
Inter. journal of Heat and Mass Transfer - Vol 16 - 1973.

[23] G.D ZAKAIB, A.A HARMS, J. VLACHOPOULOS
"Two dimensional void reconstruction by neutron transmission"
145 - 154 - 1977.

[24] A.A HARMS
"Neutron diagnostic investigations with a research reactor"
IAEA 204 1 - 28 - 1977.

[25] J.A OYEDELE, A.A HARMS
"Measurement of void frequency distributions and void profiles in nucleate Pool boiling using neutron beams"
Nuclear Instruments and methods 167 - 1979.

[26] H.C PERKINS, M. YUSUF, G. LEPPERT
"A void measurement technique for local boiling"
Nuclear Science and Enginnering Vol 11 - 1961.

[27] L. CRAVAROLO, A. HASSID, S. VILLANI
"A beta Ray attenuation method for density measurements of liquid-mixtures in adiabatic flow"
Energia nucleare vol 8 n° 12 - 1961.

[28] N.N KONDIC and O.J HAHN
"Theory and application of the parallel and diverging radiation beam method in two phase systems"
4th International Heat Transfer Conference
PARIS Vol 7 - Paper MT 1.5 - 1970.

[29] L.A ZIELKE, G.G HOWARD, R.L CURRIE, C.D MORGAN
"Rod Bundle Subchannel void fraction by gamma scattering"
A.N.S Transactions Vol 22 - 1972.

[30] R.R GAY, S. SCHELL, R.T LAHEY
"The side scatter gamma technique for local density measurements"
A.N.S Transactions Vol 30 - p 508-- 510 - 1978

[31] J.G MAC KINNON, L.A ZIELKE
"Subchannel void fraction by gamma scattering"
A.N.S Transactions Vol 32 - p 813 - 1978

[32] R.R GAY, R.T LAHEY
"Dynamic bias in side scatter gamma density measurements"
A.N.S Transactions Vol 32 - p 816 - 818 - 1979

[33] C.N JACKSON, R.T ALLEMAN, W.G SPEAR
"Neutron densitometer for measuring void fraction in steam-water flow"
A.N.S Transactions Vol 11 n° 1 - 1968.

[34] L.N YUROVA, V.N SMOLIN, S.V SHPANSKIJ, V.I ESIKOV, V.E SMIRNOV, V.P SHISKOV
"A method of determining steam content in a medium by detecting moderated neutrons"
Societ Atomic Energy - Vol 43 n° 3 - 1977.

[35] Ya. EMELIYANOV, L.N YUROVA, V.N SMOLIN, V.D EMEL'YANENKO V.I ESIKOV, V.E SMIRNOV, V.P SHISHOV
"Use of a neutron sensor to determine water vapor content"
Societ Atomic Energy - Vol 43 n° 3 - 1977.

[36] F.V FRAZZOLI, A. MAGRINI, C. MANCINI
"Void fraction measurement in water-steam mixture by means of a 252 Cf neutron source"
Intern.Journal of applied radiation and Isotopes
Vol 29 - 1978.

[37] J. BOISVERT
"Void fraction measurement using an Am-Be source"
A.N.S Transactions Vol 24 - p 122-123 - 1976.

[38] S. BANERJEE, E. HUSSEIN, D.A MENELEY
"Simulation of neutron scattering method for measuring void fraction in two phase flow"
Nuclear Engineering and design Vol 53 - 1979.

[39] S. BANERJEE, A.M.C CHAN, N. RAMANATHAN and P.S.L YUEN
"Fast neutron scattering and attenuation technique for measurement of void fractions and phase distribution in transient flow boiling"
Proc Sixth Int. Heat transfer Conference - Toronto
Vol 1 - 1978.

[40] P.S.L YUEN
"Fast neutron scattering and attenuation technique for measurement of void fractions and phase distribution in transient flow boiling"
M. Eng. Thesis, Mc MASTER University - 1978.

[41] S. BANERJEE, P. YUEN, M.A VANDENBROECK
"Calibration of a fast neutron scattering technique for measurement of void fraction in rod bundles"
Journal of Heat transfert. Vol 101, May 1979.

[42] S. BANERJEE
"A fast neutron scattering technique for measuring void fractions in rod bundles"
Submitted for 1978 ASME Meeting, SAN FRANCISCO.

[43] P. KEHLER
"Two Phase Flow Measurement by pulsed neutron activation technique"
N.R.C. - A.N.L - 1978

[44] D.J.N TAYLOR, J.K HARTWELL
"The loft pulsed neutron activation system of fluid flow measurement"
Measurements in Polyphase Flow A.S.M.E p 71-76 - 1982

[45] R.T LAHEY
"A review of some selected non intrusive nuclear and optical techniques for the determination of void fraction flow regime and two phase flow rate"
A.N.S Trans 1981 (39) p. 1006 - 1008

[46] MORSE, FESHBACK
"Methods of theorical physics"
Mac Graw Hill Book

[47] J. DUCO, R. DEL NEGRO, J. PELCE, M. REORREUX, M. CHAGROT
J.C JANVIER
"Comportement du combustible en situation accidentelle"
Le Programme PHEBUS
R.G.N Juillet Août 1982 - p 338-348

[48] A. BAUR, L. BOURDET, J. GONNORD, J.C NIMAL, T. VERGNAUD
"Programme de MONTE CARLO polycinétique à trois dimensions TRIPOLI 1"
Rapport SERMA n° 294

[49] "NEPTUNE" Un système modulaire pour le calcul des réacteurs à eau
Rapport SERMA/SPM n° 228 "DR"

[50] "APPOLO"
Rapport SERMA n° 1 193 "T"

[51] J. BUSSAC, P. REUSS
"Traité de Neutronique"
Hermann 1978

[52] A.E GLAUBERMAN, I.J TALIANSKY
"Neutron Flux Distributions in media separated by a cylindrical boundary"
J. Nuclear Energy II 1958 vol. 8 p. 84 - 90

[53] P. LIATARD
"Bilan de la méthode de mesure de taux de vide par diffusion de neutrons"
Note physique n° 344

[54] P. LIATARD
"Mesure du taux de vide par diffusion de neutrons : détermination du volume de contrôle"
Note Physique n° 346

[55] P. LIATARD
"Mesure du taux de vide par diffusion de neutrons : cas des régimes statiques et dynamiques"
Note Physique n° 371

[56] P. LIATARD
"Mesure du taux de vide par diffusion de neutrons : application aux géométries complexes"
Note physique n° 387

F I G U R E S

CHAPITRE I : I.1 - Exemple de régimes d'écoulement double phase dans un canal vertical

I.2 - Transmission des rayonnements au travers de 1 cm de fer et de 10 cm d'eau

I.3 - Résumé des études antérieures sur la mesure par diffusion de neutrons

I.4 - Situation des mesures antérieures dans le plan diamètre énergie

I.5 - Indépendance des régimes d'écoulement "3 MeV"

I.6 - Indépendance des régimes d'écoulement "14 MeV"

I.7 - Sections efficaces totales du $_{5}B$ et du $_{48}Cd$

CHAPITRE II : II.1 - Accélérateur de particules 400 kV

II.2 - Dispositif expérimental général

II.3 - Schéma du dispositif expérimental général

II.4 - Electronique de mesures

II.5 - Schéma de l'électronique de mesures

II.6 - Cylindre de nylon pour étalonnage

II.7 - Schéma en coupe de la section d'essai

II.8 - Influence de l'énergie de la source de neutrons

II.9 - Influence de l'acier du canal

II.10 - Influence de la post-collimation sans collimateur source

II.11 - Influence de la post-collimation avec collimation source

II.12 - Caractéristiques principales des configurations expérimentales

II.13 - Variations de l'angle solide de détection

II.14 - Influence de l'angle solide de détection

II.15 - Influence du spectre des neutrons détectés

II.16 - Influence du taux de plein

.../...

II.17 - Influence du taux de plein
II.18 - Influence du taux de plein
II.19 - Influence du taux de plein
II.20 - Influence du taux de plein
II.21 - Essai de définition de la fonction de transfert

Chapitre III : III.1 - Formes de nylon simulant les variations de taux de v
III.2 - Section d'essai de géométrie simple
III.3 - Système de déplacement des formes dans la section d'essai
III.4 - Courbe d'étalonnage ajustée
III.5 - Réponses à différents gradients
III.6 - Détermination du volume de contrôle moyen
III.7 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.8 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.9 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.10 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.11 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.12 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.13 - Variations de taux de vide simulées par les formes coniques de nylon
III.14 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.15 - Comparaison taux de plein calculé et mesuré
III.16 - Taux de plein déduit de la réponse à un cône de 5 cm
III.17 - Taux de plein déduit de la réponse à un échelon
III.18 - Valeurs des décalages de la mesure aux forts gradients
III.19 - Ecarts fonction du gradient
III.20 - Réponse normalisée et taux de plein mesuré
III.21 - Taux de plein mesuré et moyen sur 15,6 cm
III.22 - Taux de plein mesuré et moyen sur 12,5 cm
III.23 - Mesure d'une variation axiale de gradient 0,1cm^{-1}
III.24 - Mesure d'une variation axiale de gradient 0,01cm^{-1}
III.25 - Mesure d'une série de bouchons
III.26 - Mesure d'une série de bouchons
III.27 - Mesure d'une série de bouchons

.../...

III.28 - Mesure d'une série de bouchons
III.29 - Mesure d'une série de bouchons
III.30 - Mesure d'une série de bouchons
III.31 - Mesure d'une série de bouchons
III.32 - Mesures en 14 MeV
III.33 - Mesures pendant le défilement du bouchon à différentes vitesses
III.34 - Mesures de taux de plein global sur diverses variations.

CHAPITRE IV: IV.1 - Section d'essai de géométrie complexe
IV.2 - Coupe de la section d'essai en géométrie complexe
IV.3 - Formes de nylon pour étalonnage en géométrie complexe
IV.4 - Formes de nylon pour étalonnage aux forts taux de plein
IV.5 - Tableau d'étalonnage
IV.6 - Etalonnage de la mesure pour une géométrie complexe
IV.7 - Taux de plein déduit de la réponse à l'échelon (canal Ø 220)
IV.8 - Taux de plein déduit de la réponse à l'échelon (canal Ø 148)

FIGURES ANNEXES :

A.1 - Description des zones et compositions pour le calcul "DIANE"
A.2 - Spectres γ pour 3 taux de plein γ
A.3 - Etalonnage en détection
A.4 - Comparaison $\bar{n}_{/30cm}$ et n_m - détection γ

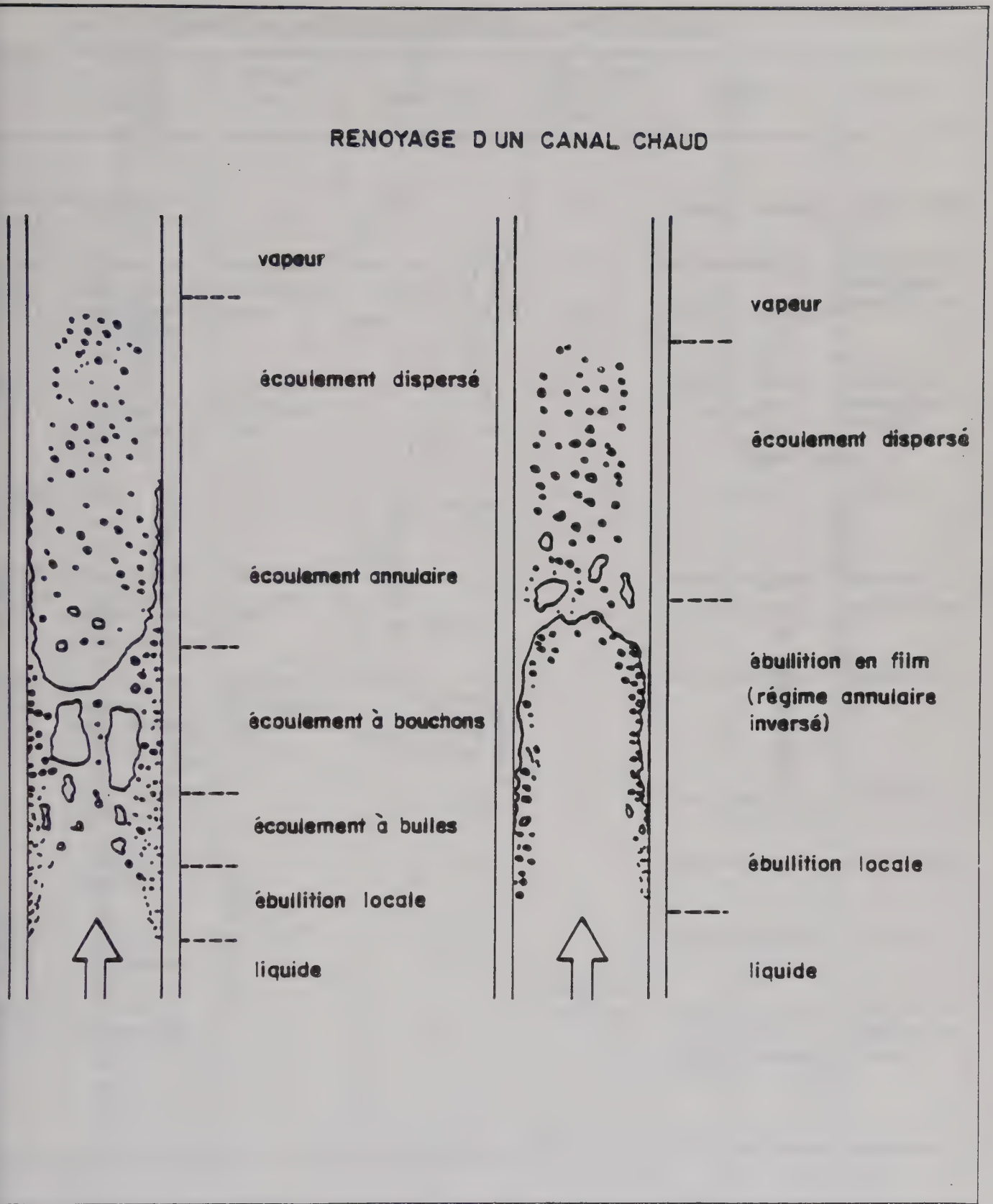


FIG.I.1 - EXEMPLES DE REGIMES D'ECOULEMENT DOUBLE PHASE DANS UN CANAL VERTICAL

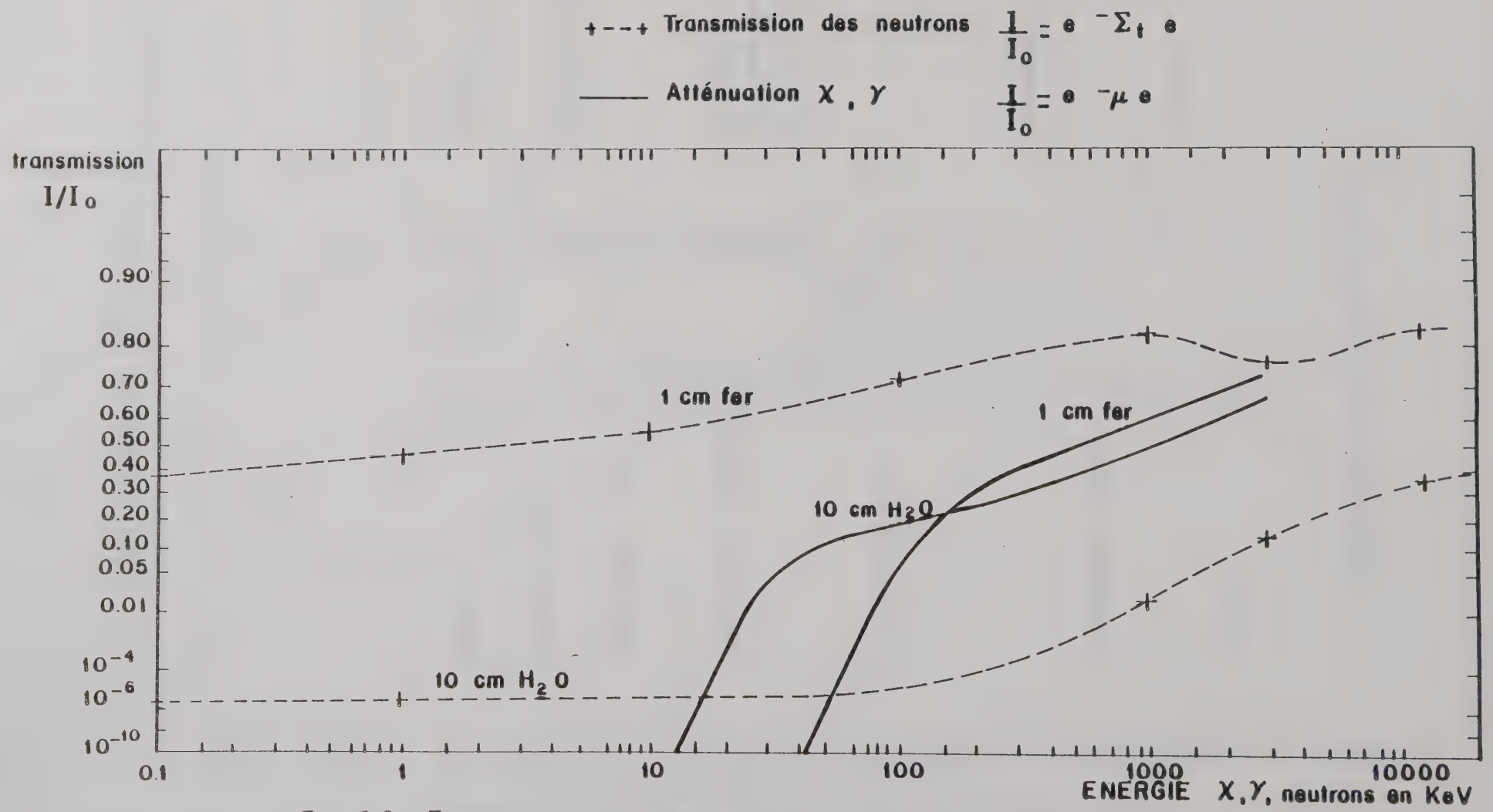
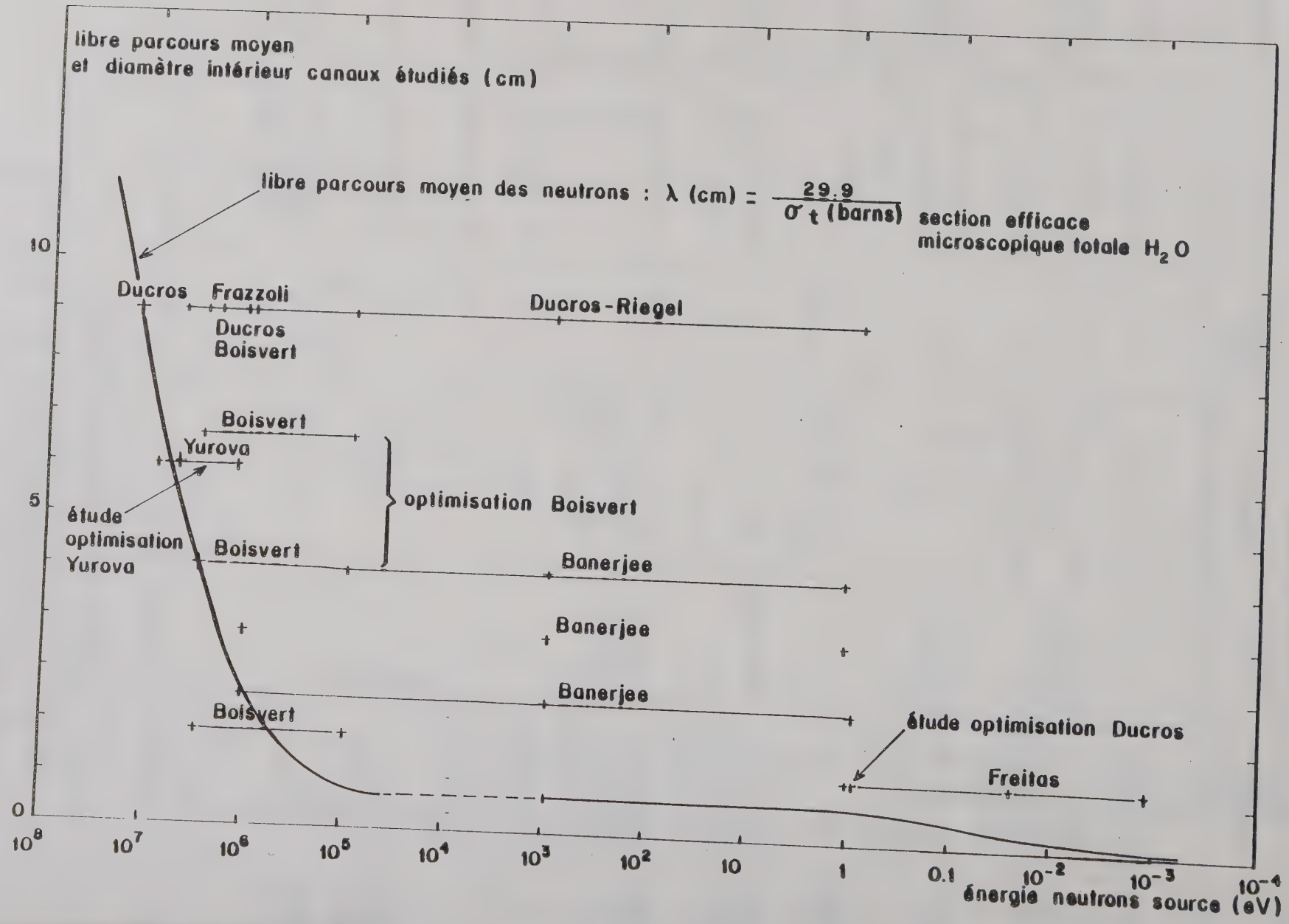


FIG. I.2 - TRANSMISSION DES RAYONNEMENTS AU TRAVERS DE 1 CM DE FER ET 10 CM D'EAU

AUTEURS	CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE DE NEUTRONS			CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT		
	NATURE	ENERGIE (MeV)	INTENSITE	DIAMETRE INTERIEUR (mm)	NATURE	REGIME
JACKSON (1968)	accélérateur réaction d + t	14	10^{11} n/s	108	liquide-vapeur	transitoire
OUSSEAU RIEGEL (1978)	faisceau de réacteur expérimental (Siloette)	rapides + épithermiques	$\phi rap = 1,6.10^{7}$ n/cm^2.s $\phi epi = 1,96.10^{6}$ n/cm^2.S	102 102	eau-aluminium liquide-vapeur	Simulation (statique) transitoire
ANERJEE (1978)	faisceau de réacteur expérimental (Mc Master)	rapides + épithermiques	-	25 - 51 38	eau-aluminium eau-air	Simulation (statique) établi
OISVERT (1976)	Am - Be + fer	3	2 x 300 mCi 2 x 7,5 10^{5} n/s	19 - 51 76 - 102	eau-air	établi
DERUAZ EREITAS (1980)	faisceau de réacteur expérimental (Mélusine)	thermique	$\phi th = 4.10^{7}$ n/cm^2.s	12 12	eau-aluminium liquide-vapeur	Simulation transitoire
DUCROS (1980)	faisceau de réacteur expérimental (Siloette)	rapides + épithermiques	$\phi rap = 1,6.10^{7}$ n/cm^2.s $\phi épi = 1.96.10^{6}$ n/cm^2.s	100	eau-aluminium	Simulation
	accélérateur réaction d + d	3	4.10^{8} n/s	100	eau-aluminium	Simulation
	accélérateur réaction d + t	14	10^{10} n/s	100	eau-aluminium	Simulation
RAZZOLI MAGRINI (1978)	^{252}Cf + polythène	2,09	0,5 µg 10^{6} n/s	100	plexiglas-air	Simulation
YUROVA (1978)	Pu-Be + graphite	5	5.10^{6} n/s	50 60 68 80 100 70 70	paraffine-air lucite-air liquide-vapeur	Simulation Simulation établi

FIG. I.3 - RESUME DES ETUDES ANTERIEURES

FIG. 1.4 - SITUATION DES MESURES ANTERIEURES DANS LE PLAN DIAMETRE-ENERGIE



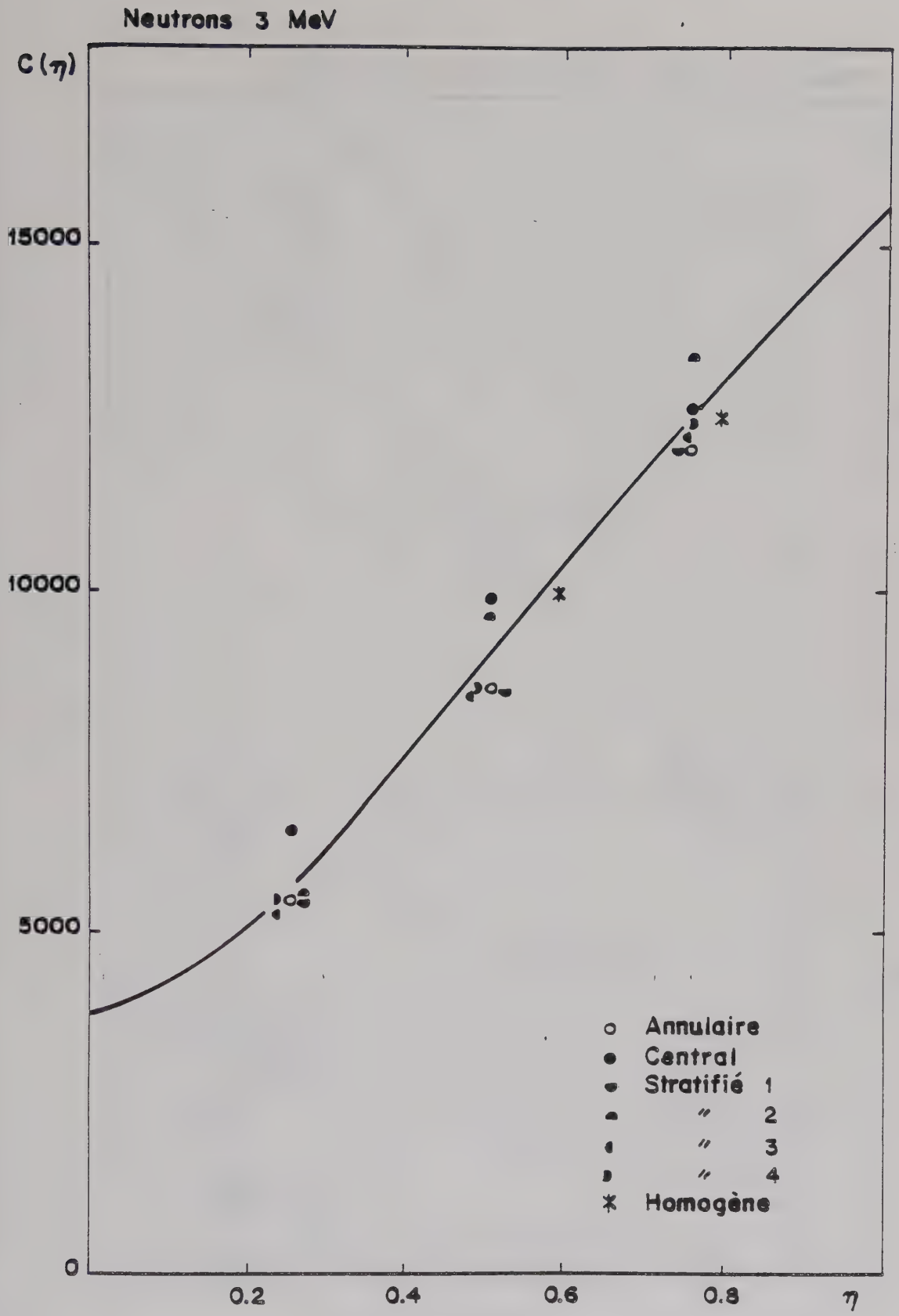


FIG. I.5 - INDEPENDANCE DES REGIMES D'ECOULEMENT
COURBE D'ETALONNAGE "3 MEV"

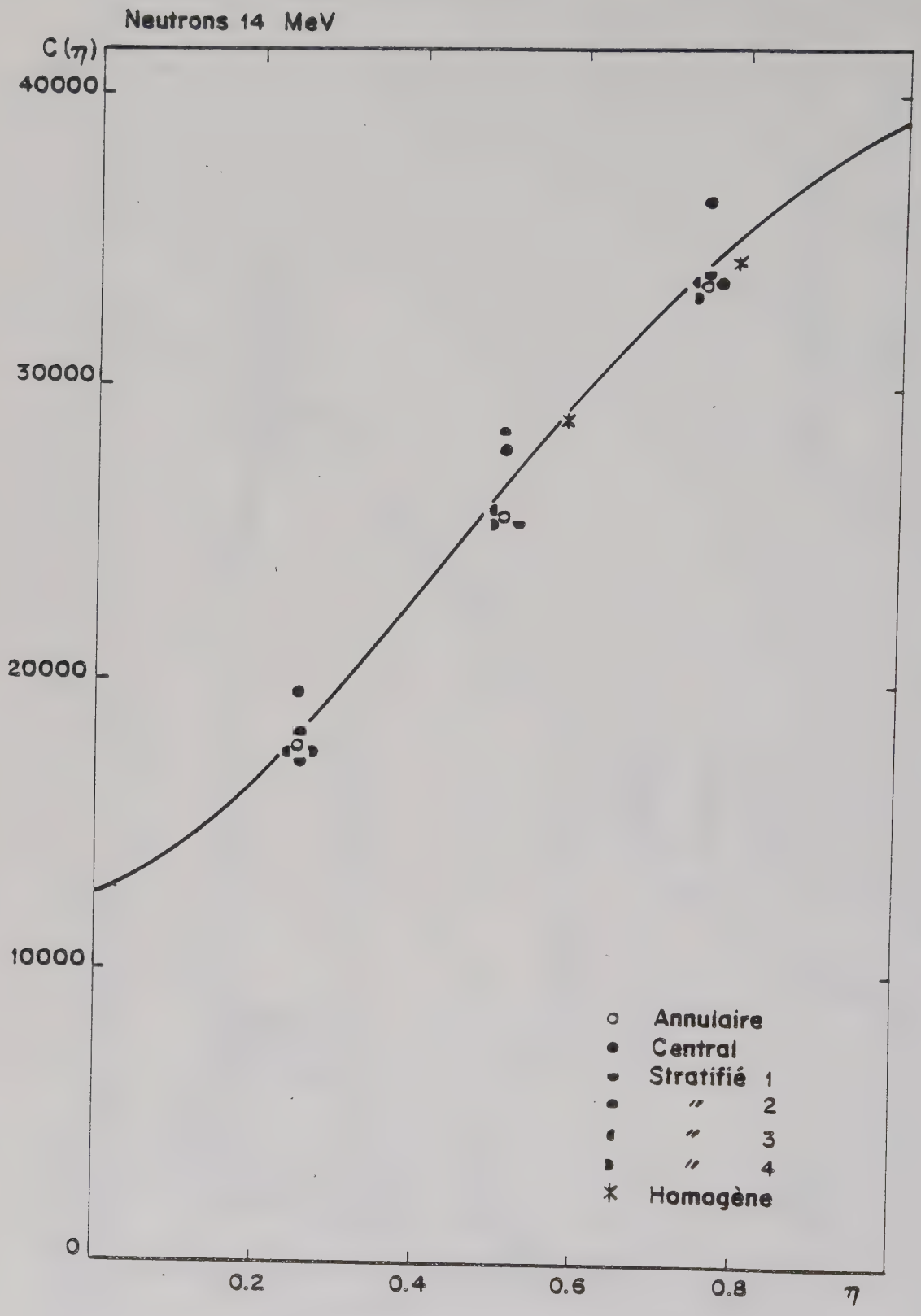
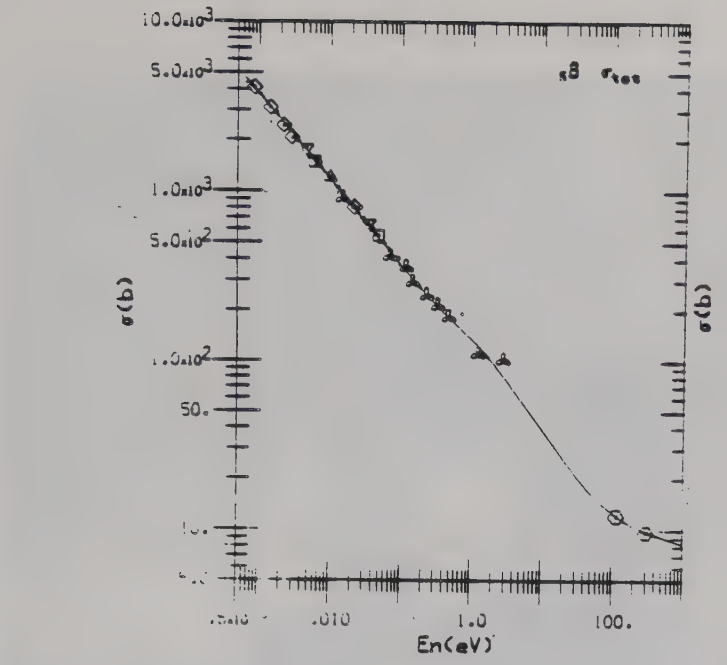


FIG. I.6 - INDEPENDANCE DES REGIMES D'ECOULEMENT
COURBE D'ÉTALONNAGE "14 MEV"



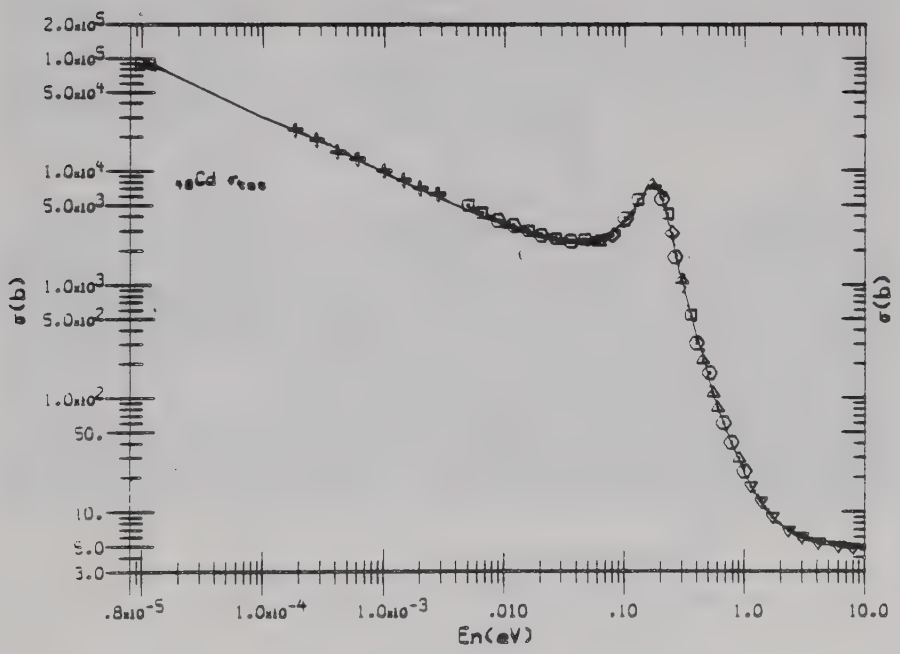


FIG. I.7 - SECTIONS EFFICACES TOTALES DU BORE ET DU CADMIUM

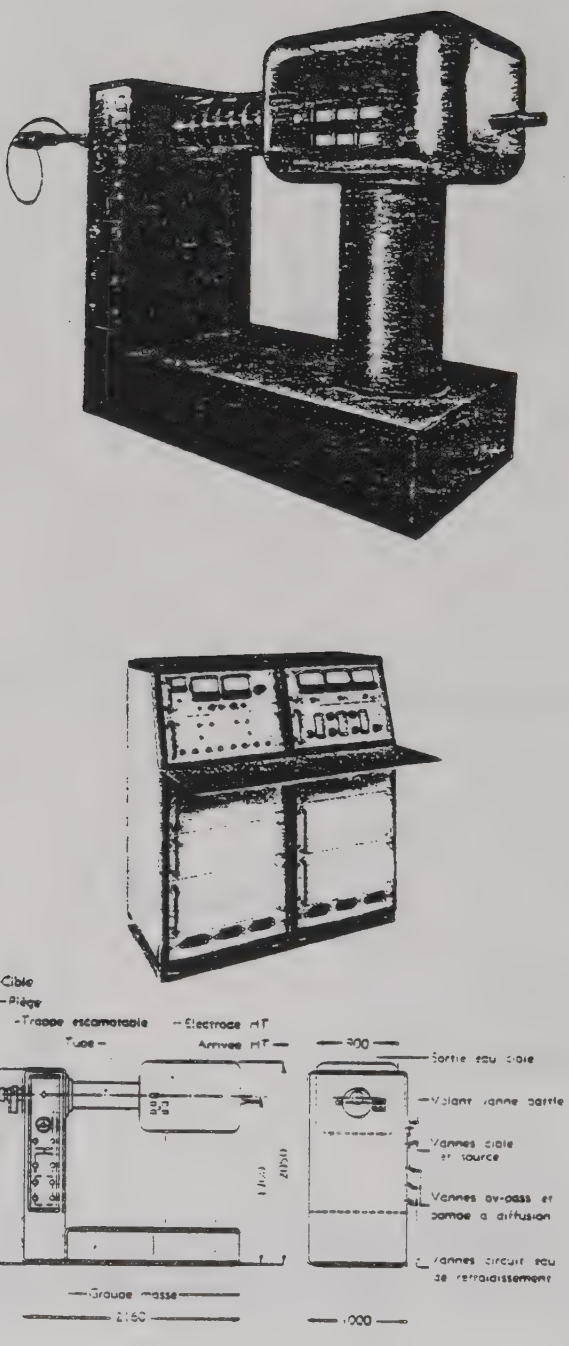


FIG. II.1 - ACCELERATEUR DE PARTICULES 400 KV /2 MA

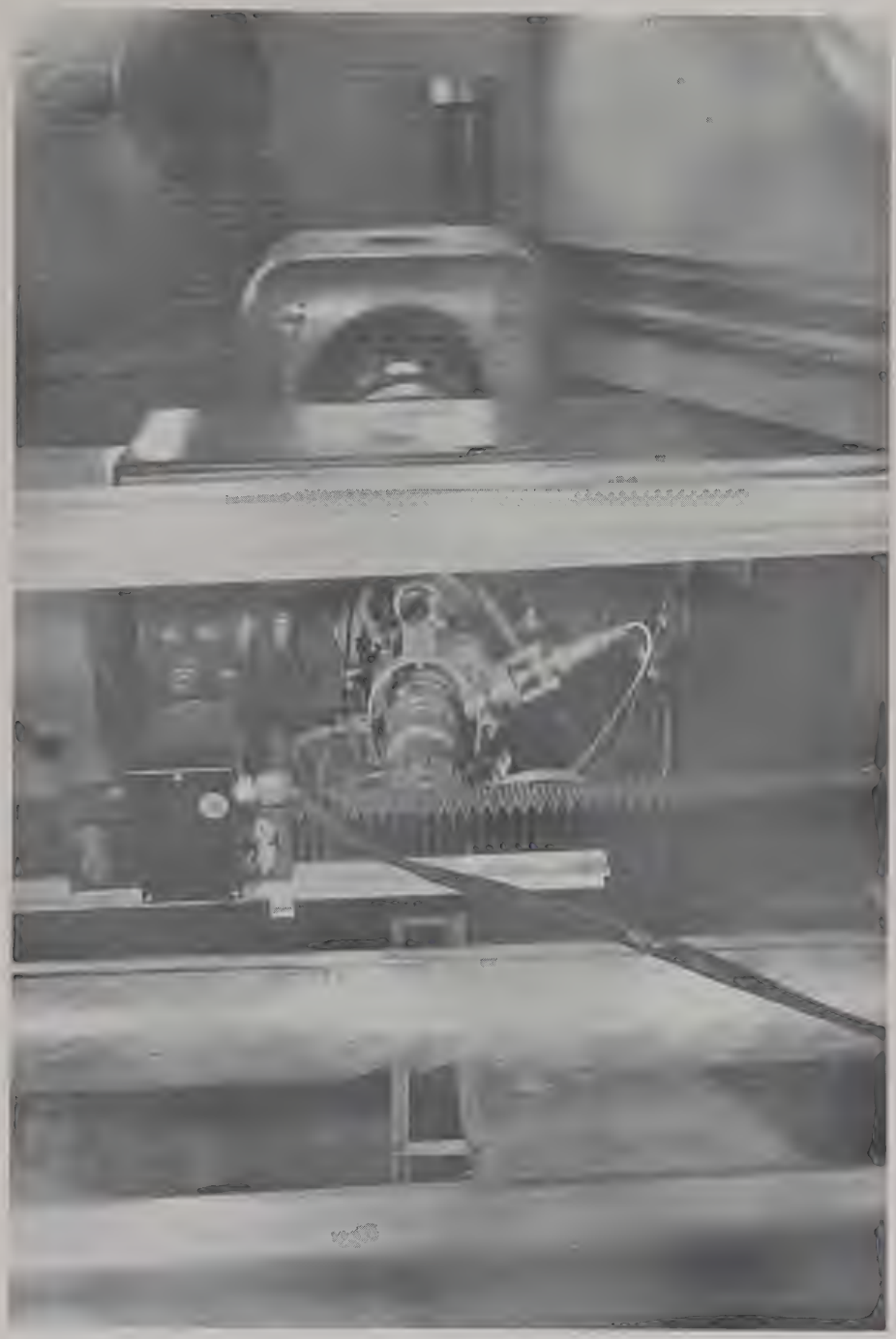


FIG. II.2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL GENERAL

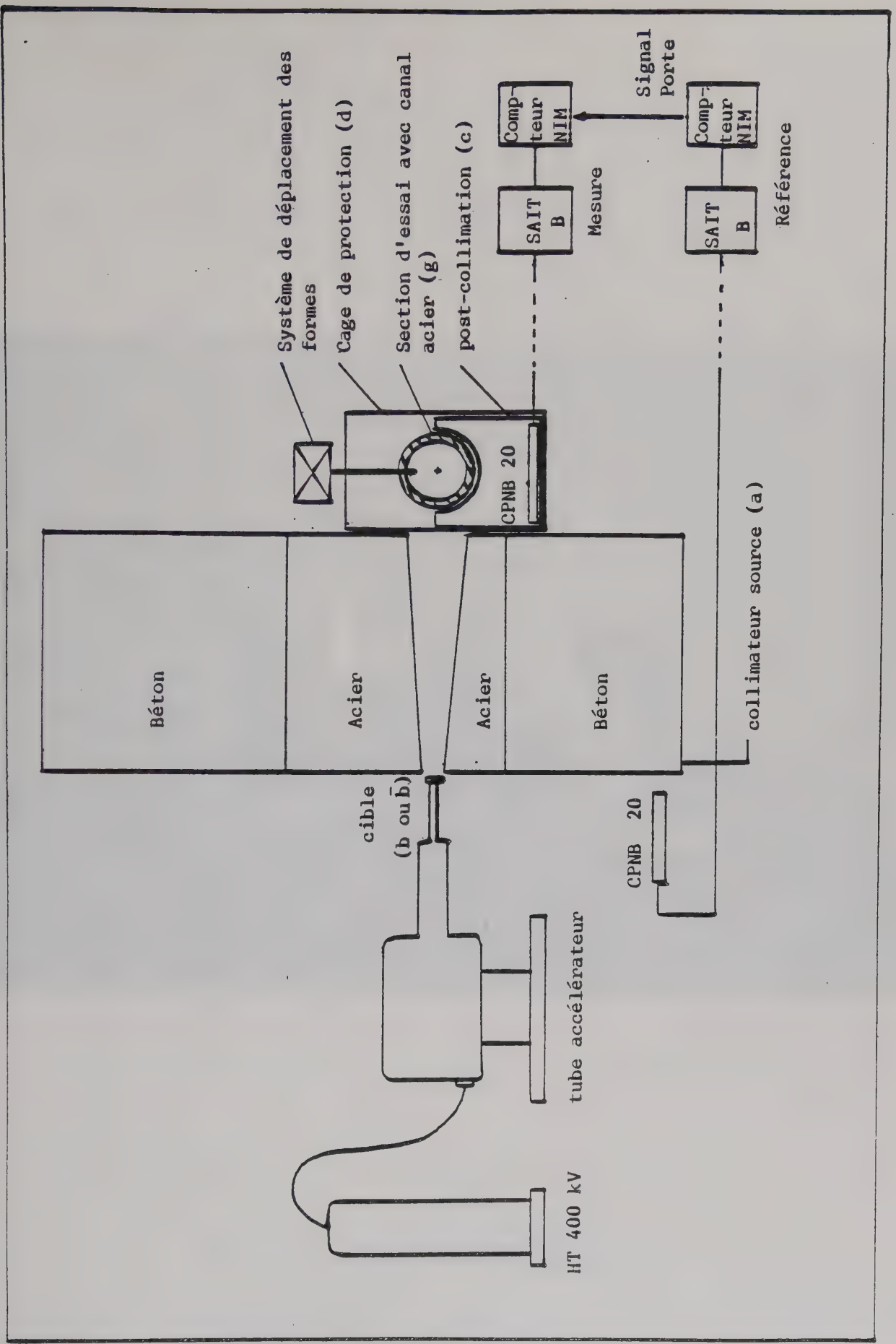


FIG. II.3 - SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL GENERAL

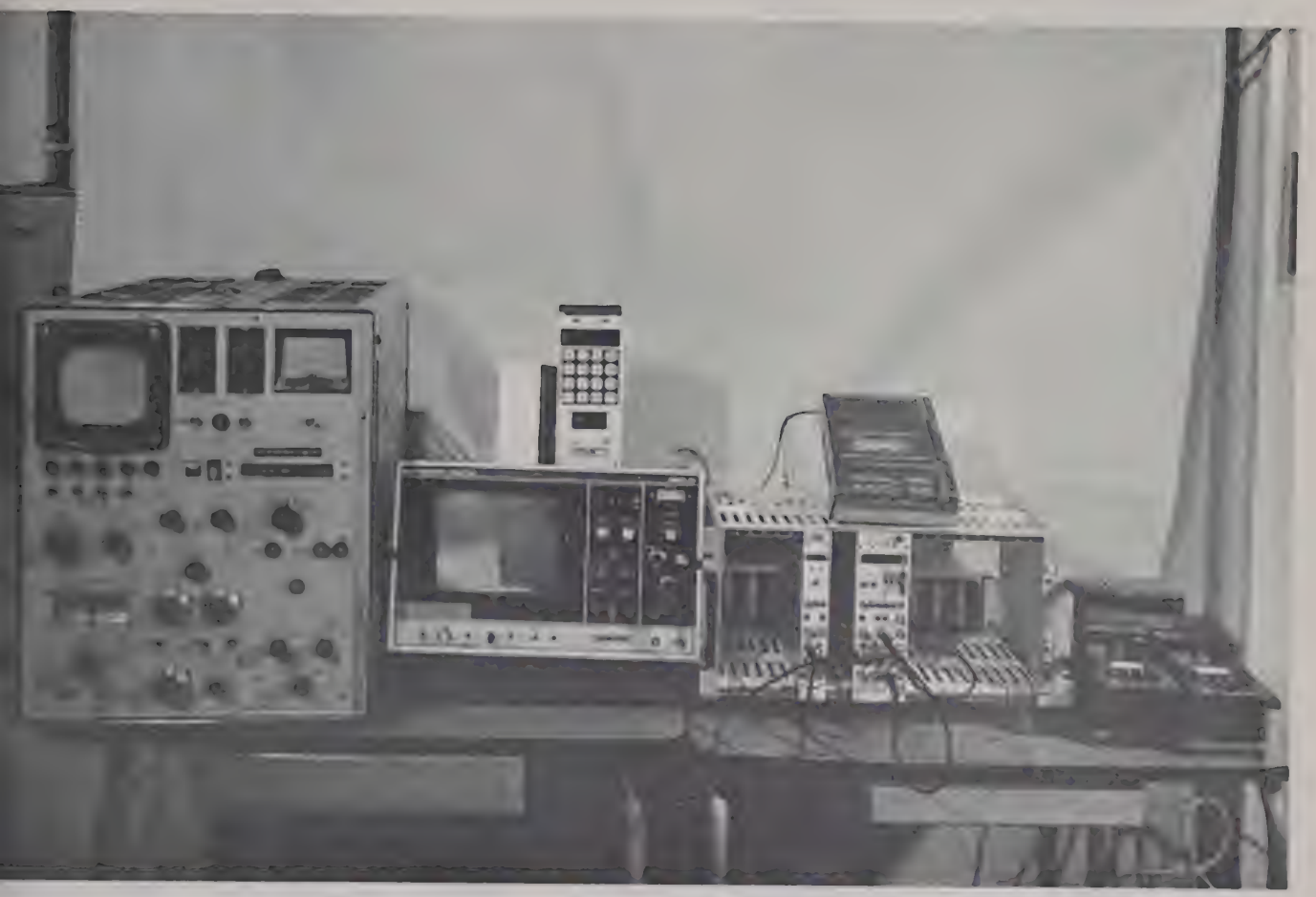


FIG. II.4 - ELECTRONIQUE DE MESURES

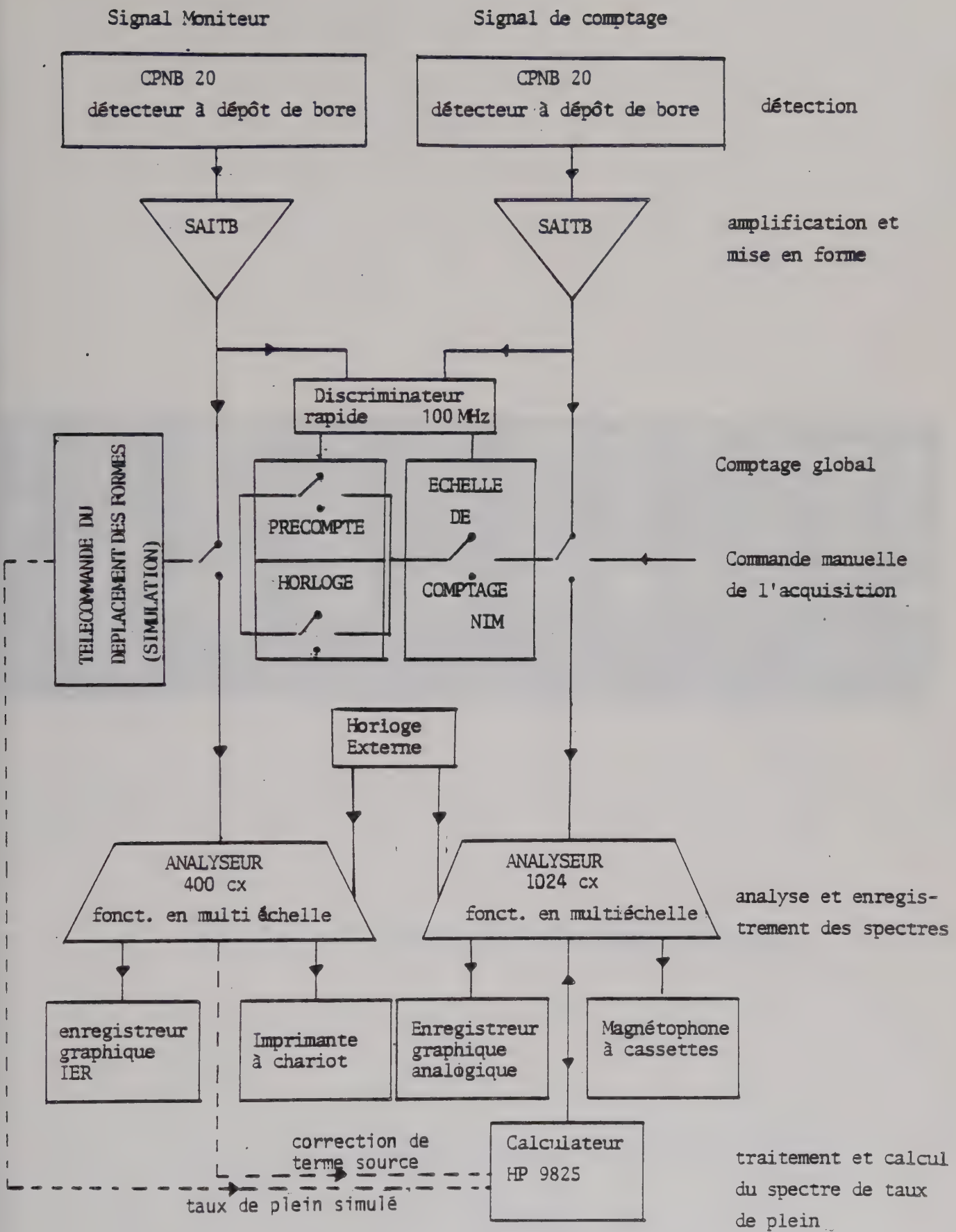


FIG. II.5 - SCHEMA DE L'ELECTRONIQUE DE MESURES

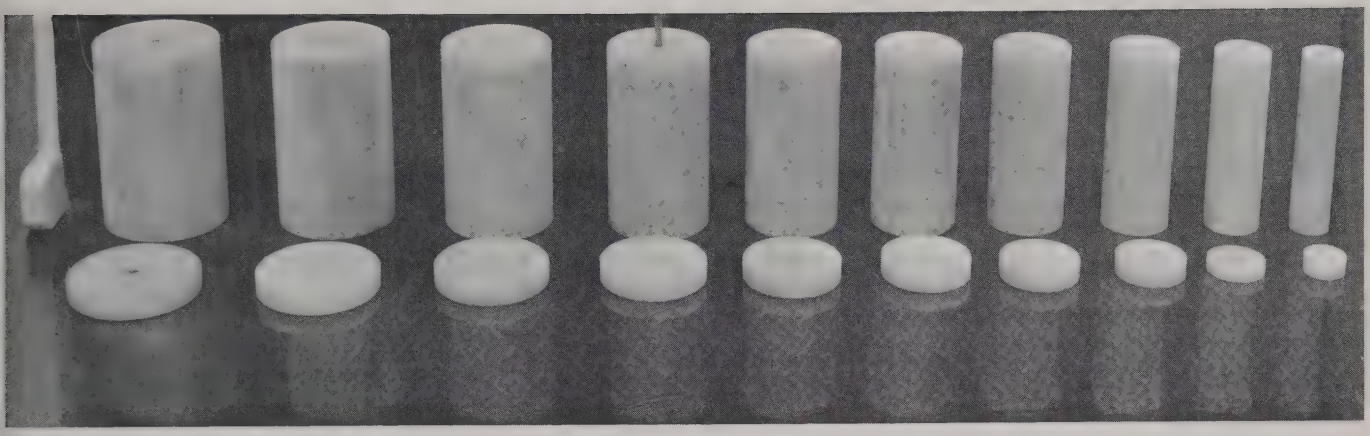
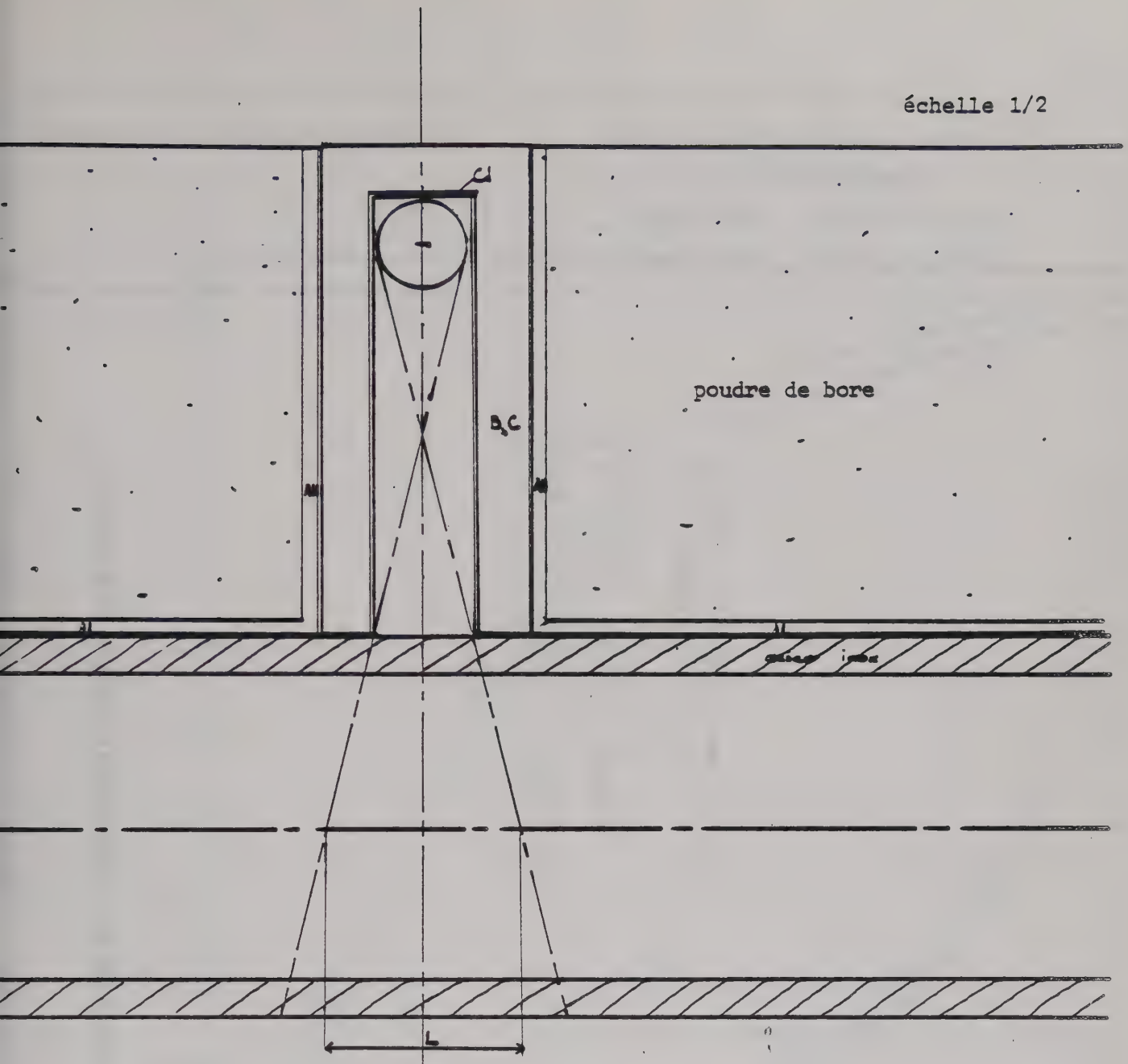


FIG. II.6 - CYLINDRES DE NYLON POUR ETALONNAGE

échelle 1/2



L = 6 cm : longueur moyenne de canal vue du détecteur

FIG. II.7 - SCHEMA EN COUPE DE LA SECTION D'ESSAI

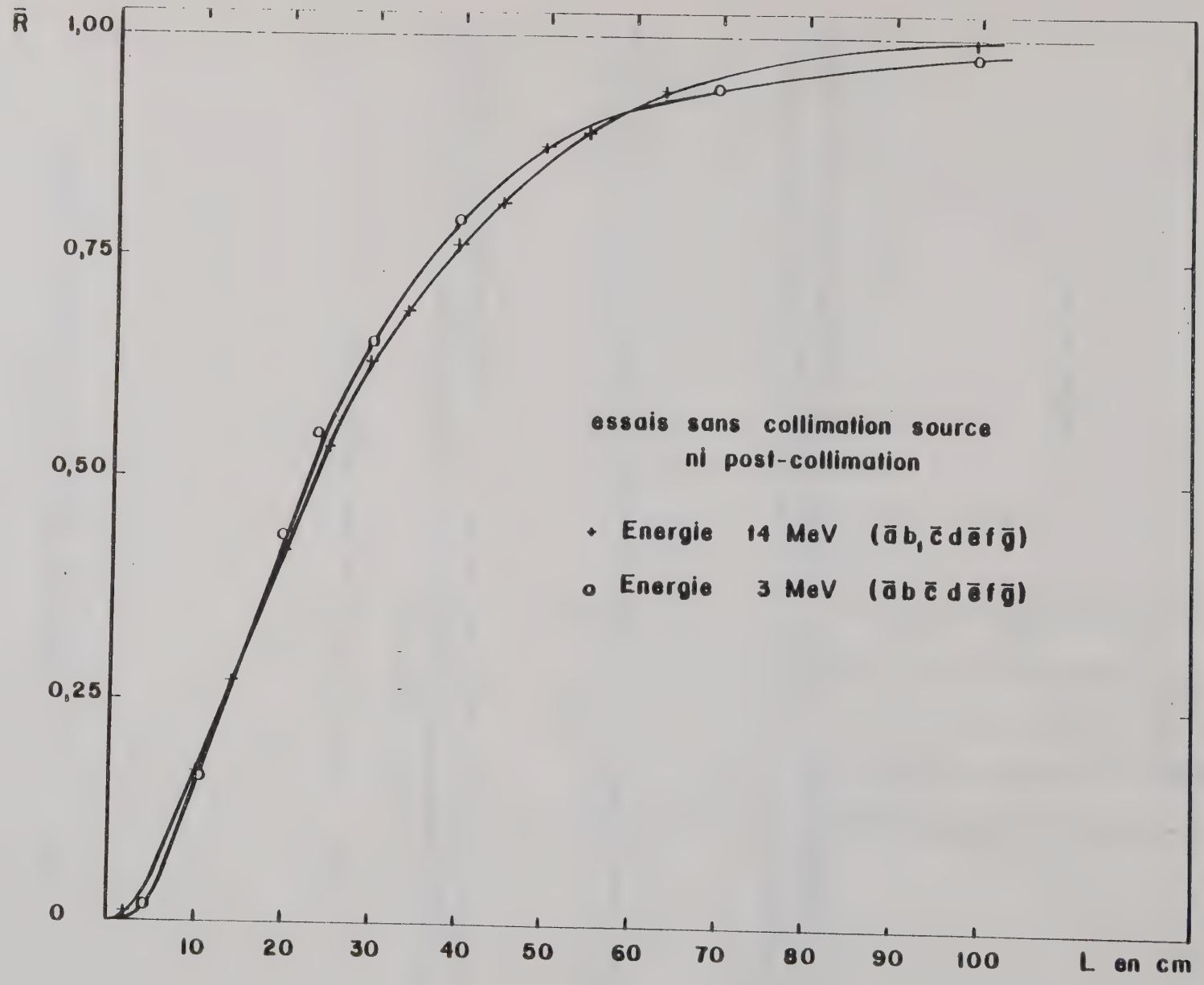


FIG. II.8 - INFLUENCE DE L'ÉNERGIE DE LA SOURCE DE NEUTRONS

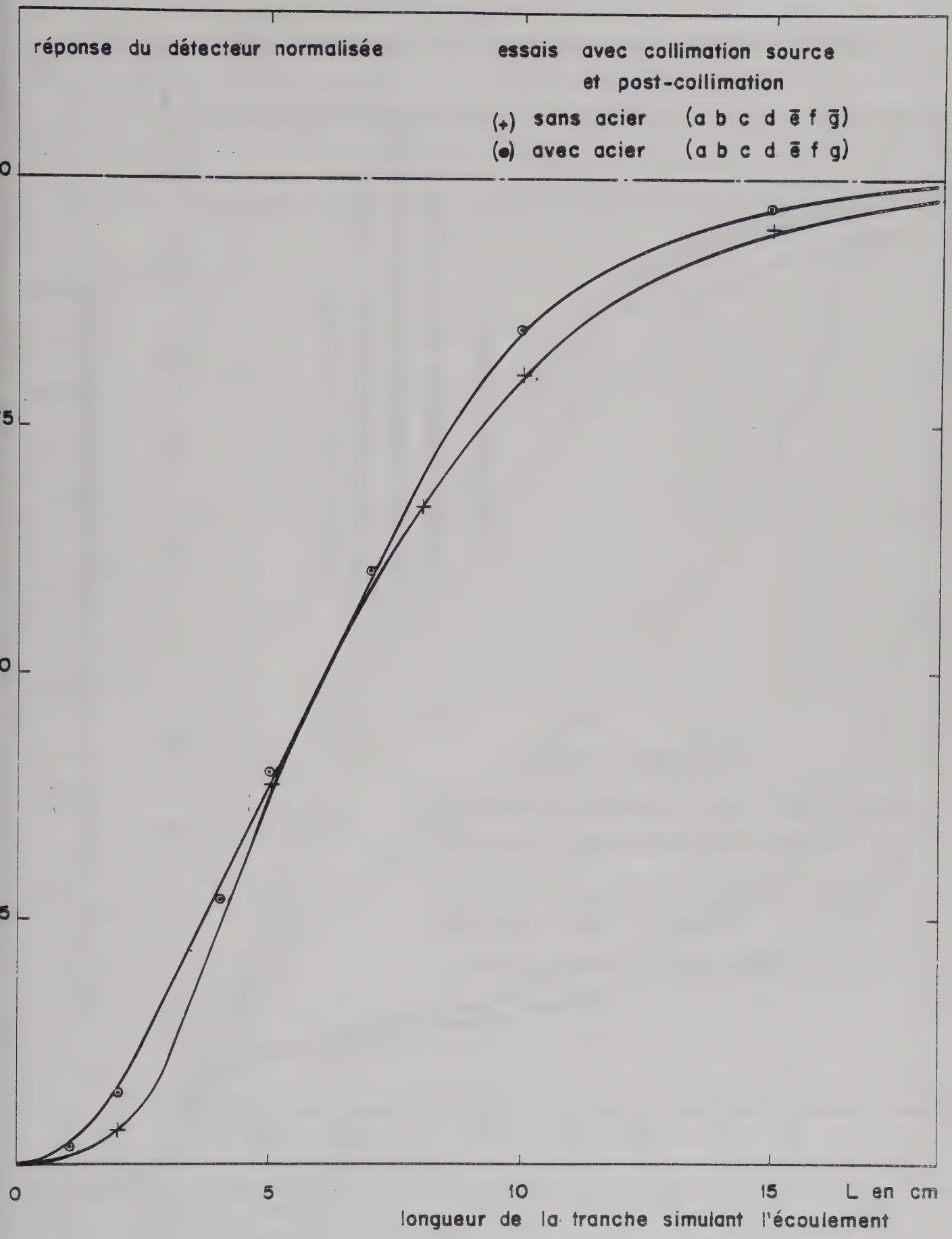


FIG. II.9. - INFLUENCE DE L'ACIER DU CANAL

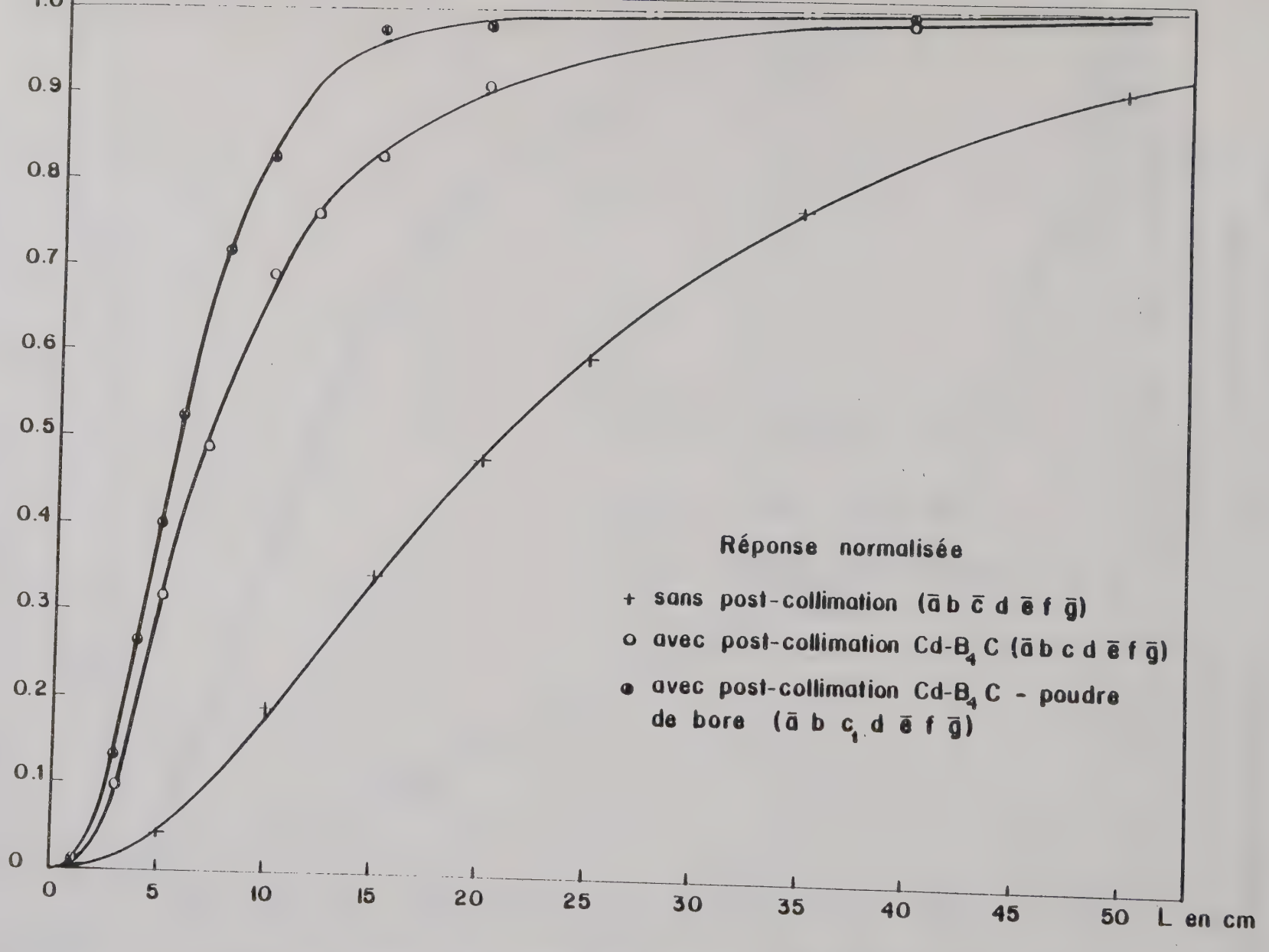


FIG. II.10 - INFLUENCE DE LA POST-COLLIMATION SANS COLLIMATION SOURCE

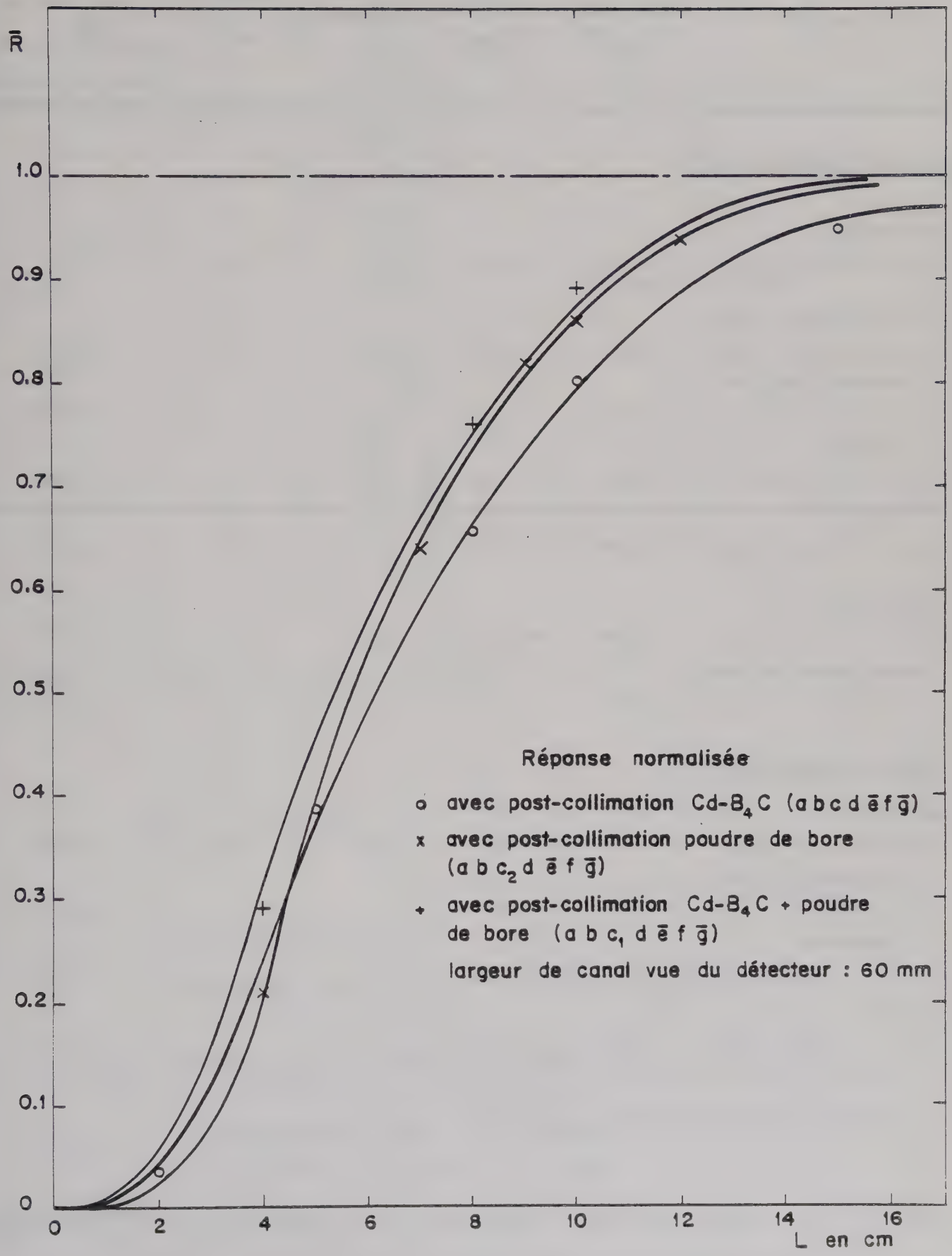
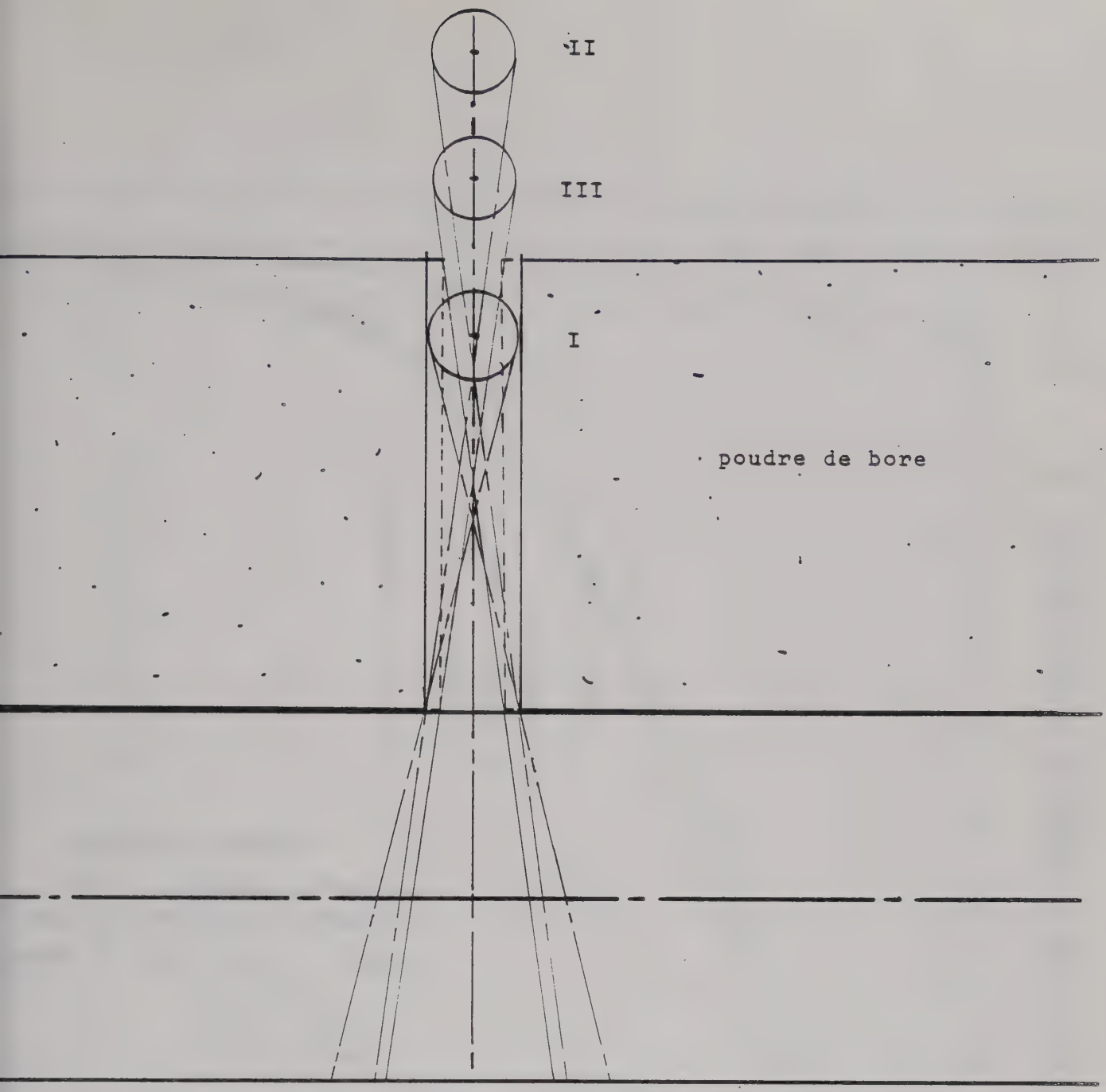


FIG. II.11 - INFLUENCE DE LA POST-COLLIMATION AVEC COLLIMATION SOURCE

Configuration (*) expérimentale	Bruit de fond pour 10^5 cps réf c_0	Comptage plein pour 10^5 cps réf c_1	Contraste c_1/c_0	Volume de contrôle (cm)	Erreur statistique max $\Delta R = 2\Delta c_1 / c_1 - c$ pour 10^5 cps réf
SANS COLLIMATEUR SOURCE					
sans acier					
$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f) $\bar{g}$)	15 700	43 100	2,8	13,2	0,015
. avec poudre de bore					
$\bar{a}$) b) $\bar{c}_1$) $\bar{d}$) e) f) $\bar{g}$)	27 000	70 000	2,6	10,6	0,012
. détecteur sous Cd					
$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f_1) $\bar{g}$)	12 500	17 500	1,4	-	0,053
. différence					
$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f-f_1) $\bar{g}$)	3 200	25 600	8,2	-	0,014
. 14 MeV					
a) b_1) c) $\bar{d}$) e) f) $\bar{g}$)	25 100	40 700	1,6	8,4	0,026
avec acier					
$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f) g)	18 300	45 500	2,5	15,6	0,016
. avec poudre de bore					
a) b) c_1) $\bar{d}$) e) f) g)	32 600	72 100	2,2	14,9	0,014
AVEC COLLIMATEUR SOURCE					
sans acier					
a) b) c) d) e) f) $\bar{g}$)	1 430	4 710	3,3	8,1	0,042
. détecteur sous Cd					
a) b) c) d) e) f_1) $\bar{g}$)	1 390	1 840	1,3	-	0,191
. différence					
a) b) c) d) e) f-f_1) $\bar{g}$)	40	2 970	71	-	0,037
. 14 MeV					
a) b_1) c) d) e) f) $\bar{g}$)	1 820	4 230	2,3	-	0,054

(*) définition du "symbolisme" en annexe 5

FIG. II.12 - CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DES CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES



échelle 1/2

3 positions du détecteur :

* distance central du canal - centre du détecteur :
  190 mm (I) ; 285 mm (II) ; 243 mm (III)

* largeur de la collimation de poudre :
  30 mm (I et II) ; 20 mm (III)

* largeur moyenne de canal vu du détecteur :
  60 mm (I) ; 46 mm (II) ; 36 mm (III)

FIG. II.13 - VARIATIONS DE L'ANGLE SOLIDE DE DETECTION

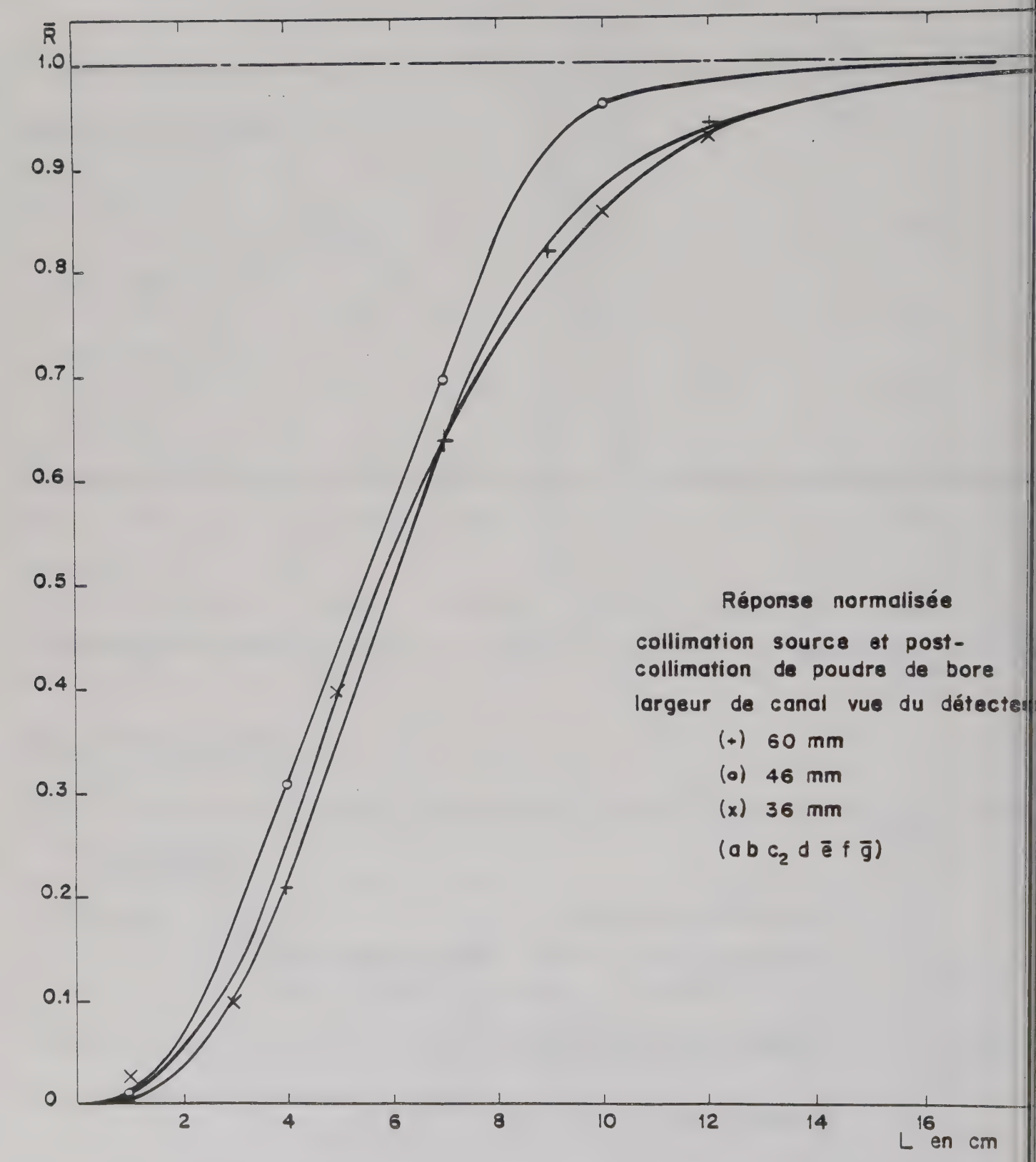


FIG. II.14 - INFLUENCE DE L'ANGLE SOLIDE DE DÉTECTION

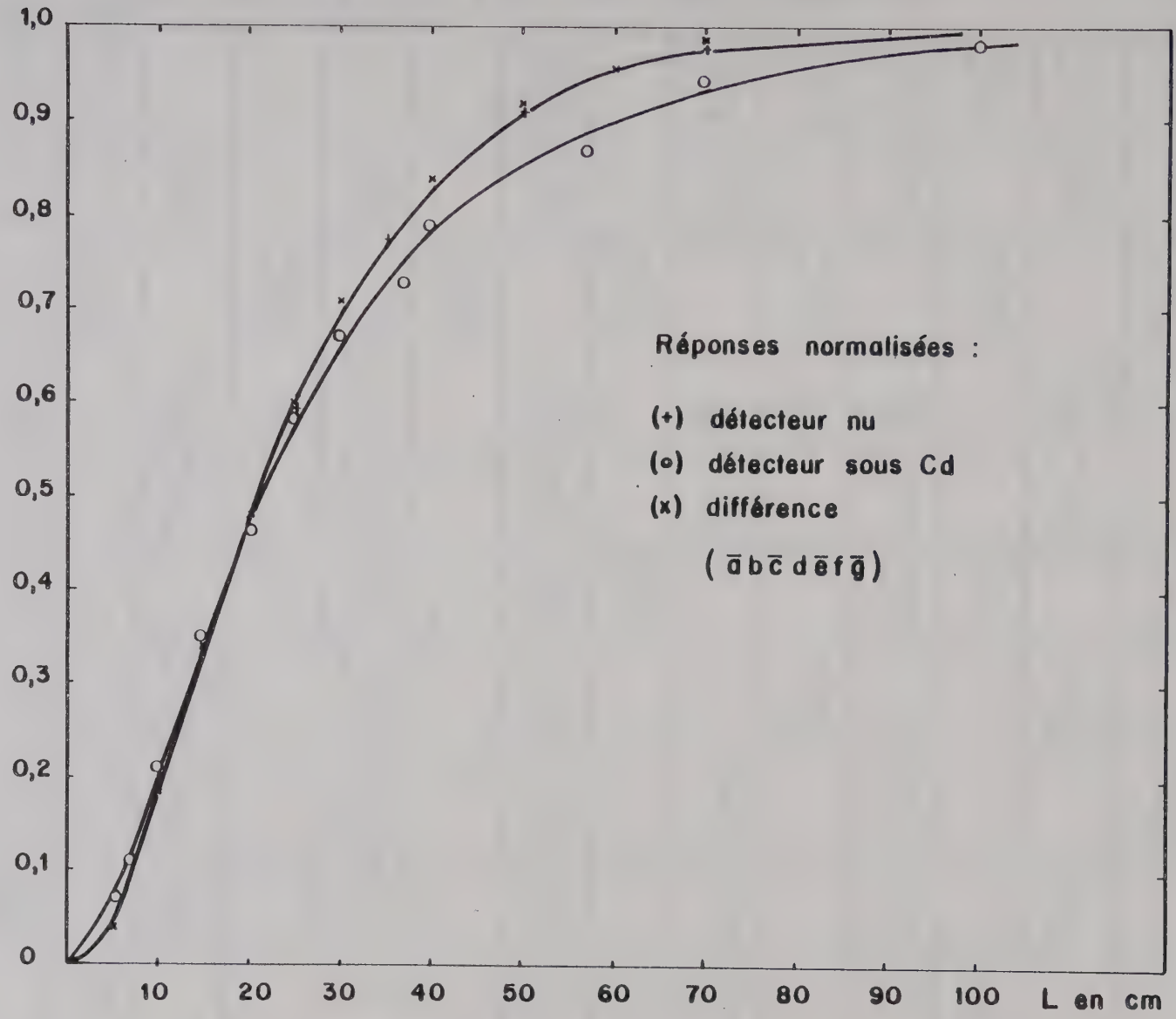


FIG. II.15 - INFLUENCE DU SPECTRE DES NEUTRONS DETECTES

η \ L	100	20	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	843 100 0.8		813 95 1.0					728 80 1.3		644 66 2.2			486 39 1.5			283 4 3.0		261 0 1.7
0.9	774 100 1.1	753 96 1.3		734 92 1.7		707 87 1.2		655 77 0.7		588 64 1.1		510 49 1.7		396 26 1.7		284 4 1.9	267 1 1.2	
0.8				681 94 0.8		659 89 1.5		608 77 1.2		561 67 1.6		476 48 1.7			325 14 1.4	283 5 1.4	266 1 1.9	
0.7	654 100 0.9	637 96 0.9		627 93 0.8		608 88 0.9		566 77 1.1			496 60 2.1	460 51 1.1		368 27 1.6		281 5 1.5	261 0 2.3	
0.6	594 100 2.1	587 98 1.2			573 94 0.7	567 92 1.4		525 79 1.4	510 75 2.9			446 55 1.6	407 43 28		310 14 2.1		271 2 2.1	
0.5	532 100 0.9	519 95 1.3		517 93 0.8		510 92 0.9		484 82 1.3		450 70 1.6		410 55 1.4		343 30 2.0		275 5 1.1	261 0 1.6	
0.4	466 100 1.9	458 96 1.2		450 92 1.8		439 87 1.6		428 82 2.0		407 71 1.7		376 36 1.7		324 31 1.4		274 6 2.2	262 1 1.6	261 0 2.0
0.3	402 100 1.8		396 96 1.2		386 89 1.0		382 86 0.9		374 81 1.1		352 65 1.8		324 46 1.0		291 23 1.0		259 1 1.4	
0.2	341 100 1.5	336 94 1.8		330 86 1.7		329 85 1.7		328 84 0.8		320 74 0.7		312 64 0.8		292 40 0.6		269 11 1.7	261 0 1.9	261 0 2.0
0.1	298 100 1.3	291 81 1.2	285 65 1.7					289 76 2.2		283 60 0.7	283 60 2.9	279 49 1.5	283 60 2.6	277 43 1.8	271 28 1.4	264 8 1.0	261 0 2.6	262 0 1.5

FIG. II.16 - INFLENCE DU TAUX DE PLEIN

- 1er chiffre : comptage R pour 2×10^5 coups sur la référence
- 2e chiffre : comptage normalisé $R(L) = \frac{R(L) - R(o)}{R(100) - R(o)} \times 100$ (a b c d $\bar{e}$ f $\bar{g}$)
- 3e chiffre : précision statistique en % = σ/D

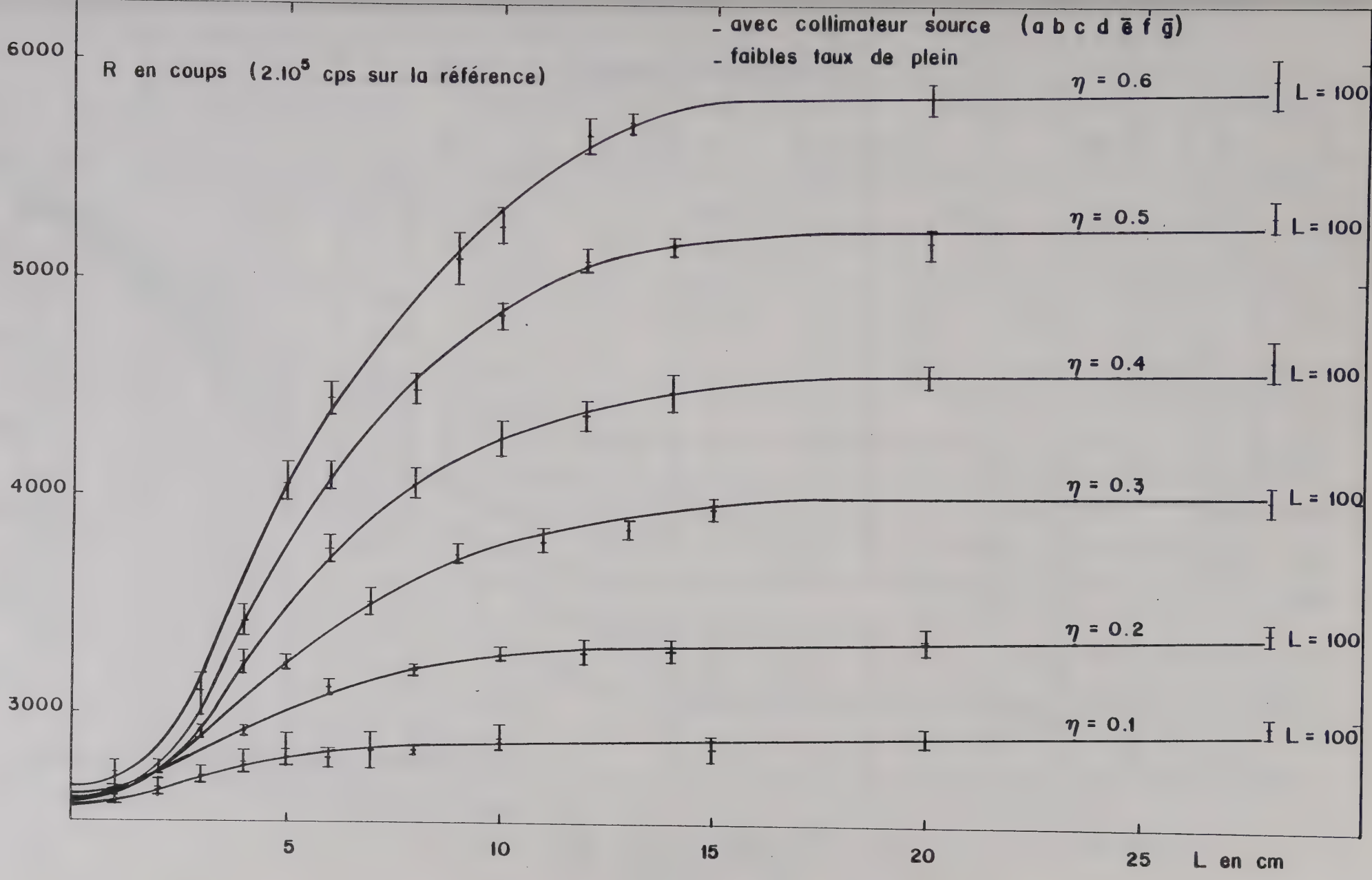


FIG. II.17 - INFLUENCE DU TAUX DE PLEIN

- avec collimateur source (a b c d ē f ḡ)
- forts taux de plein

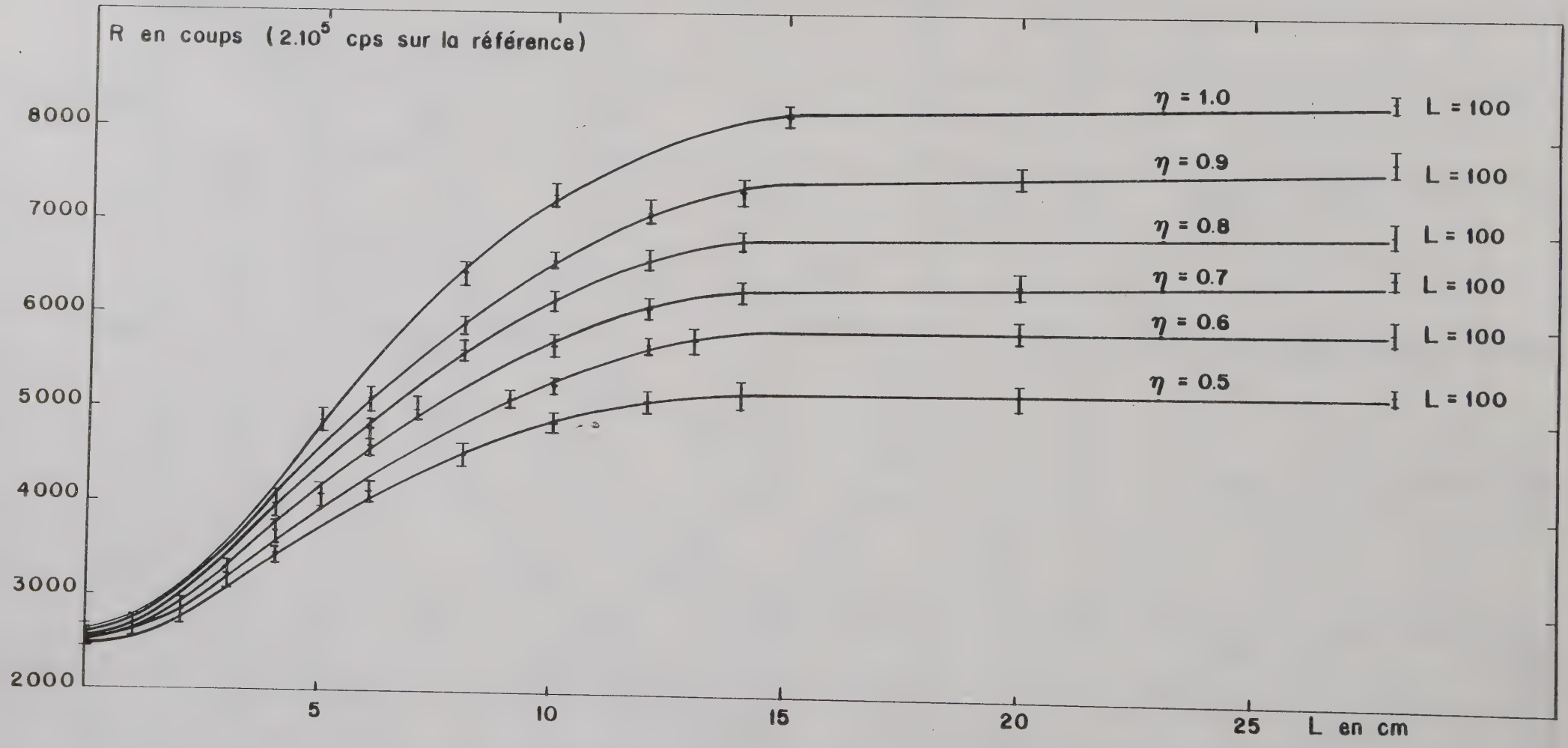


FIG. II.18 - INFLUENCE DU TAUX DE PLEIN

	100	70	40	30	20	15	12	10	8	7	6	5	4	3	2	1	0
	2276	2263	2259		2140	2005	1894	1786		1473		1103		754		616	602
1	100	99	99		91	83	76	69		49		30		9		0	0
	0.7	0.4	0.02		0.04	0.3	0.4	0.1		0.5		0.6		0.4		0.5	0.6
	2057		2054		1934			1589	1420			1015		717		614	
0.9	100		100		92			68	55			28		9		0	
	1.6		1.1		2.3			1.7	2.4			3.0		3.0		3.0	
	1878		1882		1721	1698		1462		1224	1089		841		633		602
0.8	100		100		88	86		67		49	38		18		2		0
	1.0		0.4		0.7	1.2		1.3		1.0	1.2		2.0		2.8		1.5
	1574		1574		1488	1428		1307		1105		890		693			604
0.6	100		97		91	85		72		52		30		9			0
	0.5		0.5		0.3	0.5		0.2		0.3		0.3		0.2			0.4
	1145		1128		1111	1079	1019	1005	940			795		665		602	
0.4	100		97		94	88	77	75	63			37		13		2	
	1.3		1.6		1.0	1.6	1.2	1.0	1.3			1.5		1.0		2.2	
	772		778		753	741	703	717	697			664			593		590
0.2	100		100		90	83	62	70	59			41			0		0
	1.7		0.6		1.5	0.7	0.6	0.8	1.0			1.6			1.0		1.6
	640			636	630			622				612	610	598		592	590
0.1	100			91	80			65				44	39	17		4	0
	0.4			0.4	0.3			0.4				0.6	0.5	0.5		0.4	0.5

- 1er chiffre : comptage R pour 5×10^5 coups sur la référence ($\bar{a}$ b c d $\bar{e}$ f $\bar{g}$)
- 2e chiffre : comptage normalisé $R(L) = \frac{R(L) - R(o)}{R(100) - R(o)} \times 100$ sans collimateur source
- 3e chiffre : précision statistique en % = σ/R

FIG. II.19 - INFLUENCE DU TAUX DE PLEIN

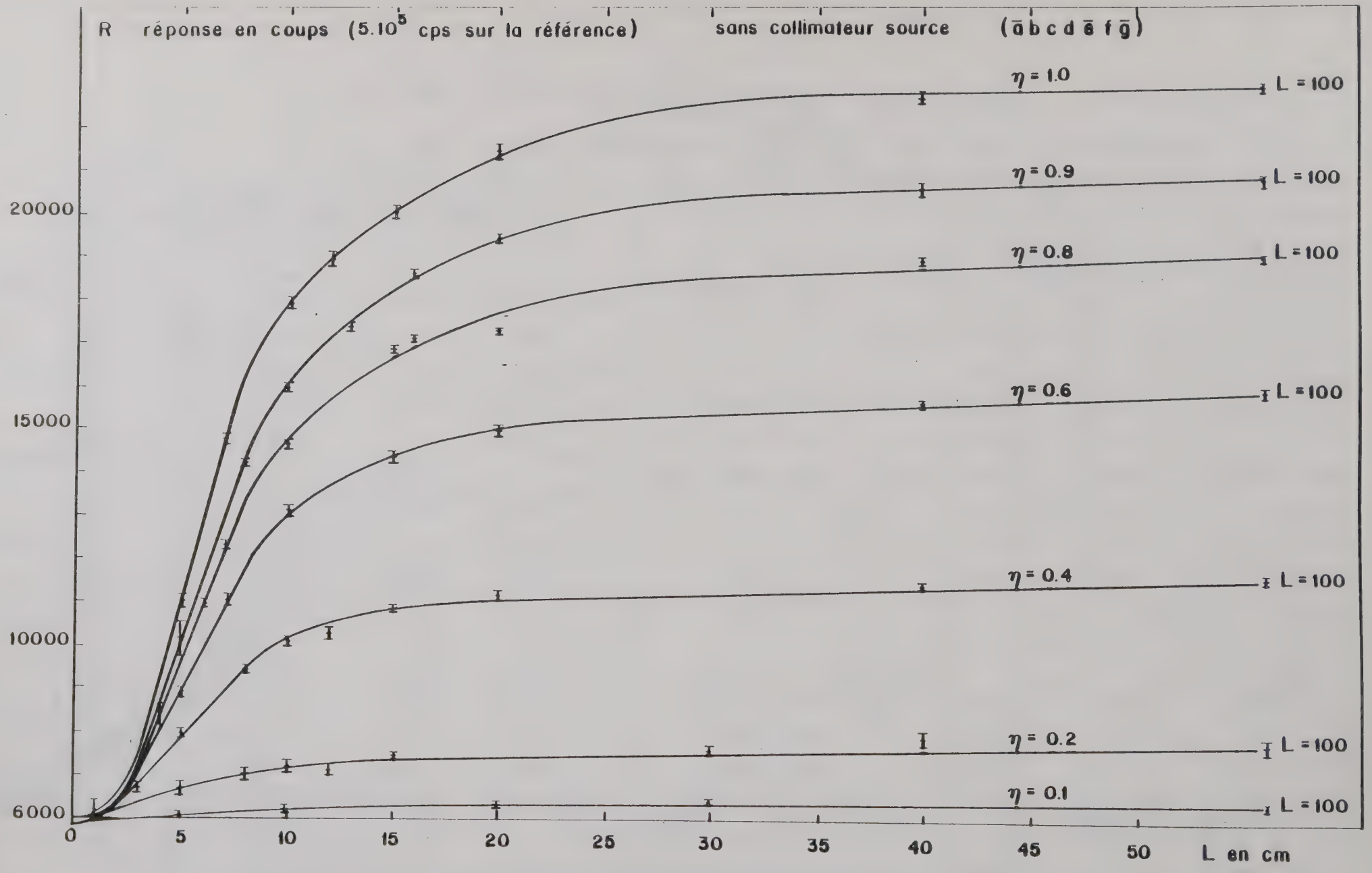


FIG. II.20 - INFLUENCE DU TAUX DE PLEIN

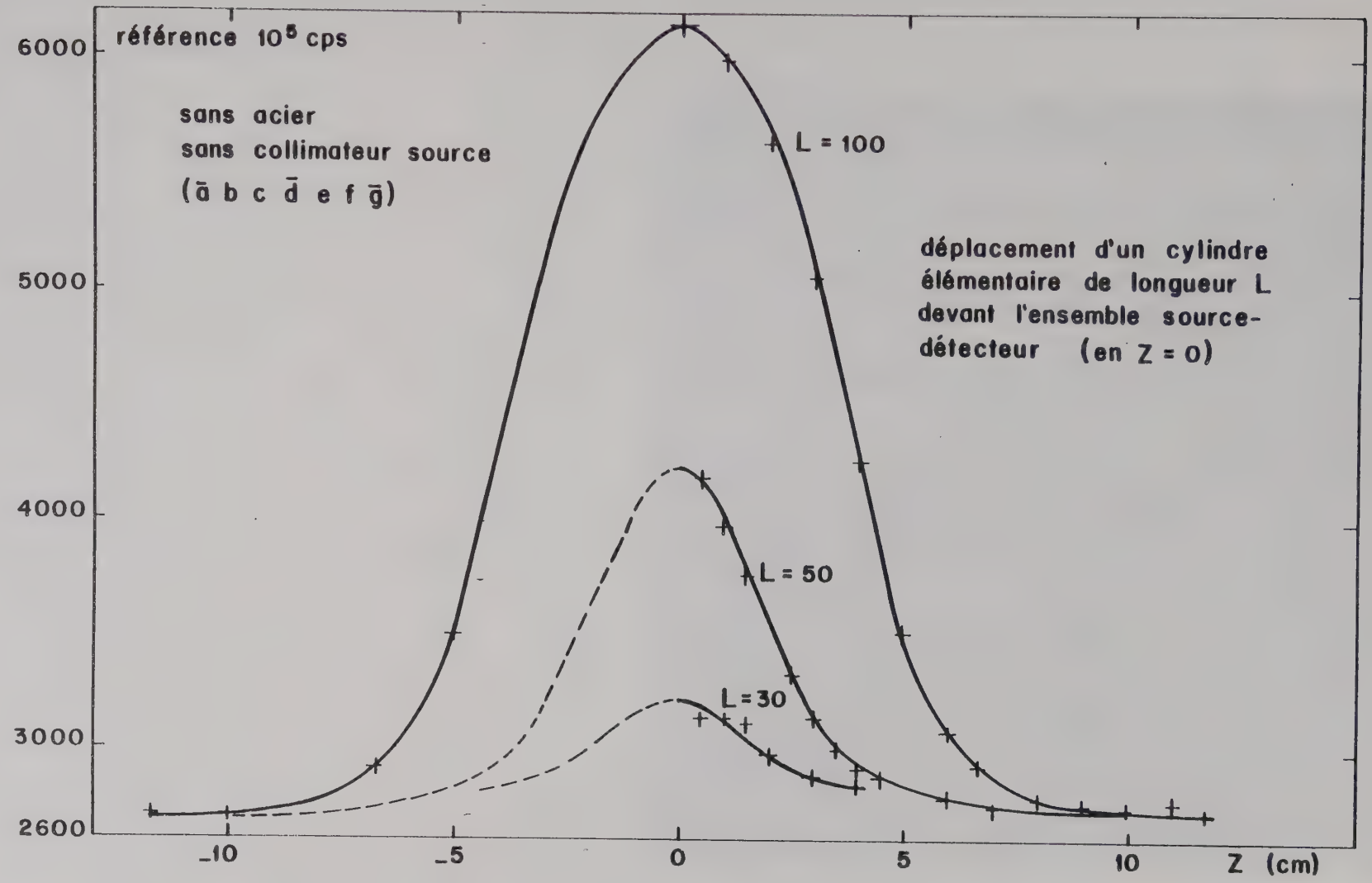


FIG. II.21 : ESSAI DE DEFINITION DE LA FONCTION DE TRANSFERT

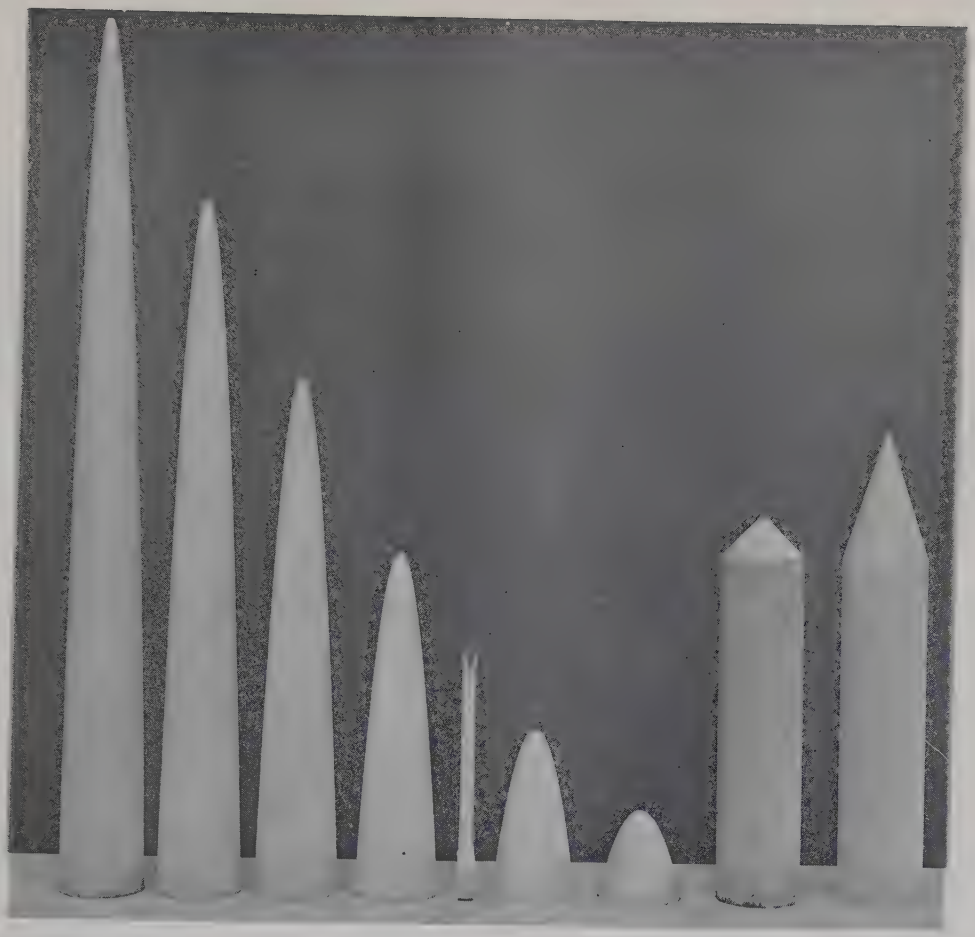


FIG. III.1 - FORMES DE NYLON
SIMULANT LES VARIATIONS DE TAUX DE VIDE

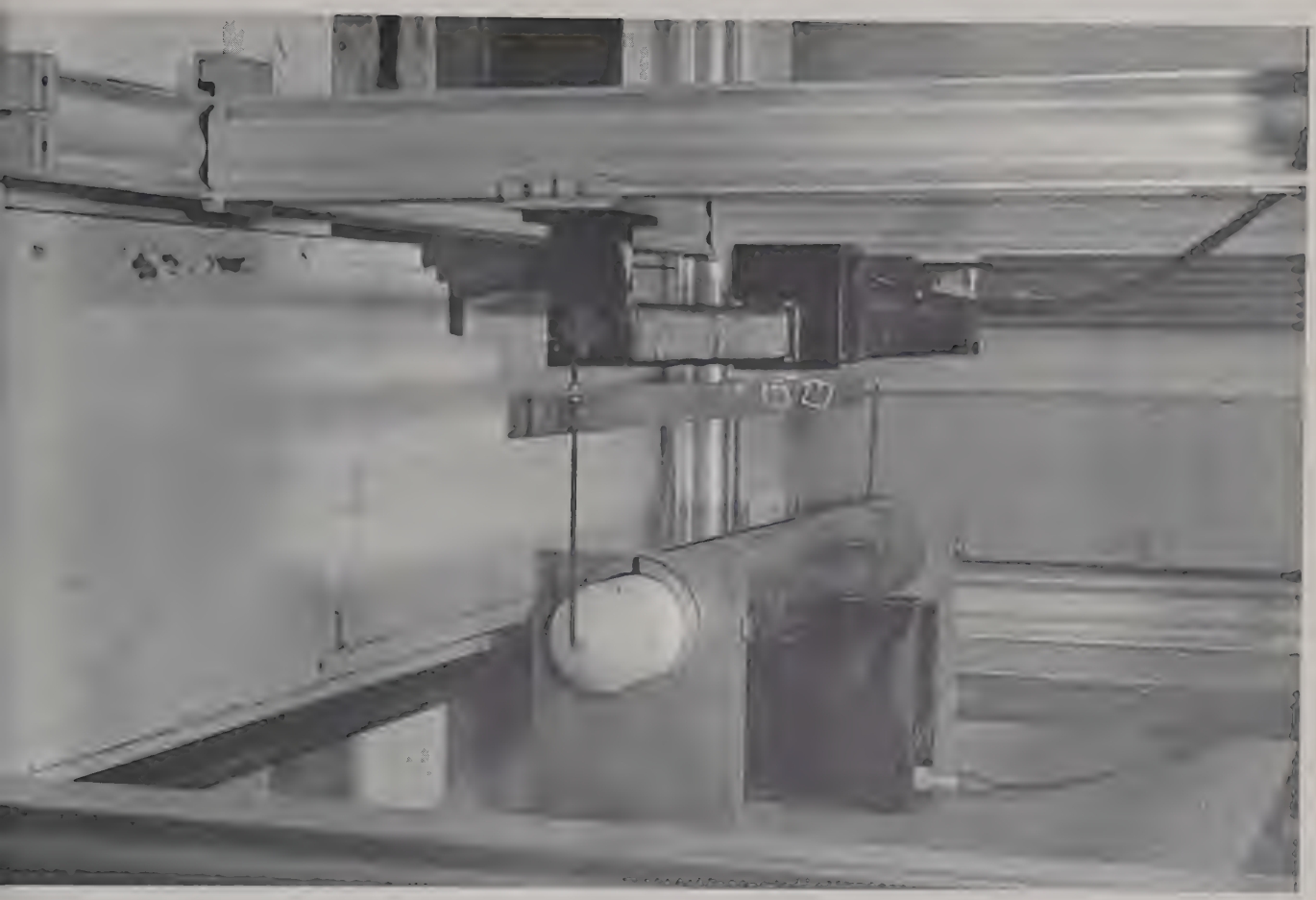


FIG. III.2 - SECTION D'ESSAI DE GEOMETRIE SIMPLE

L = 6 cm : longueur moyenne de canal vu du détecteur

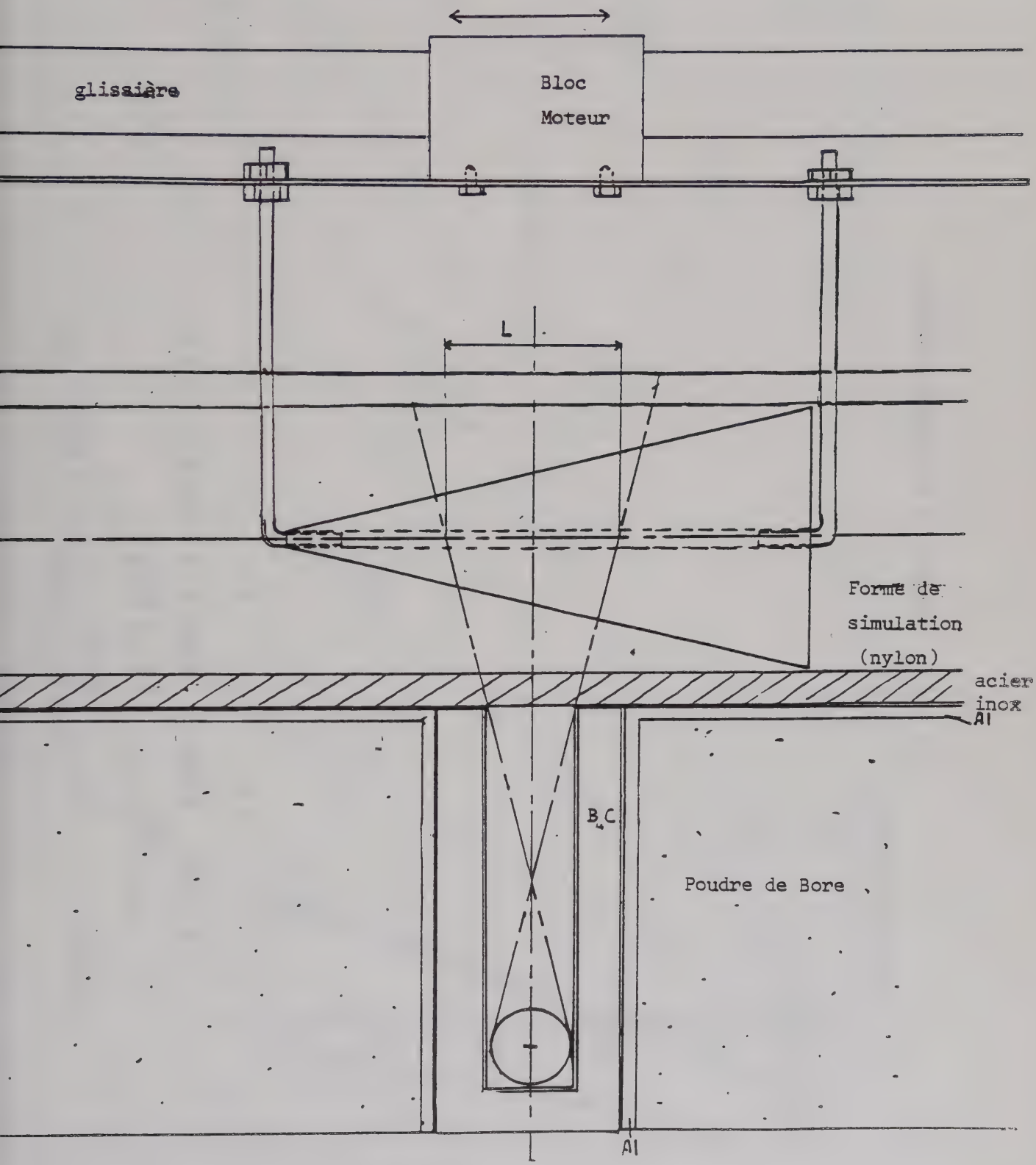


FIG. III.3 - SYSTEME DE DEPLACEMENT DES FORMES DANS LA SECTION D'ESSAI

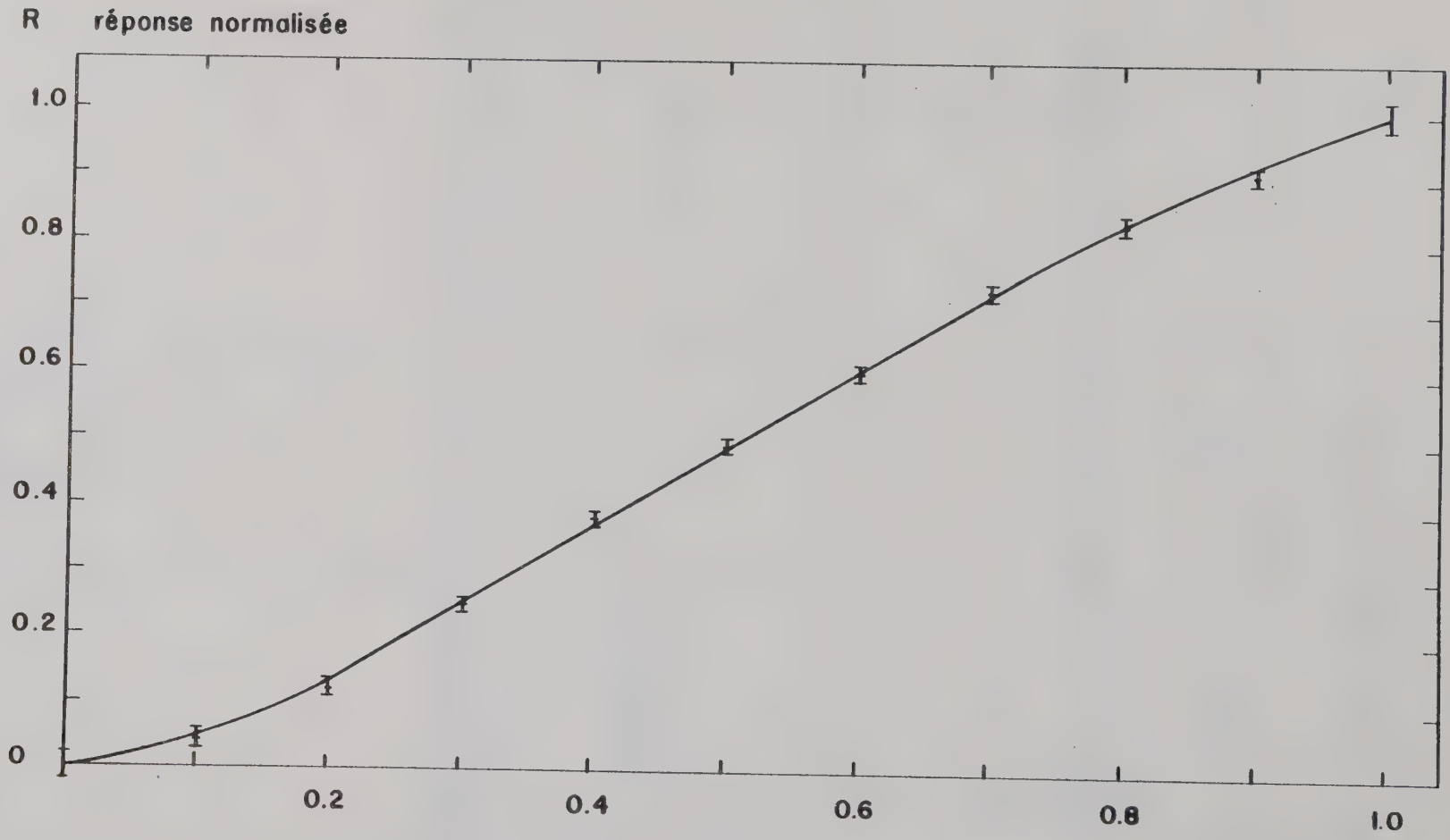


FIG. III.4 - COURBE D'ÉTALONNAGE AJUSTÉE

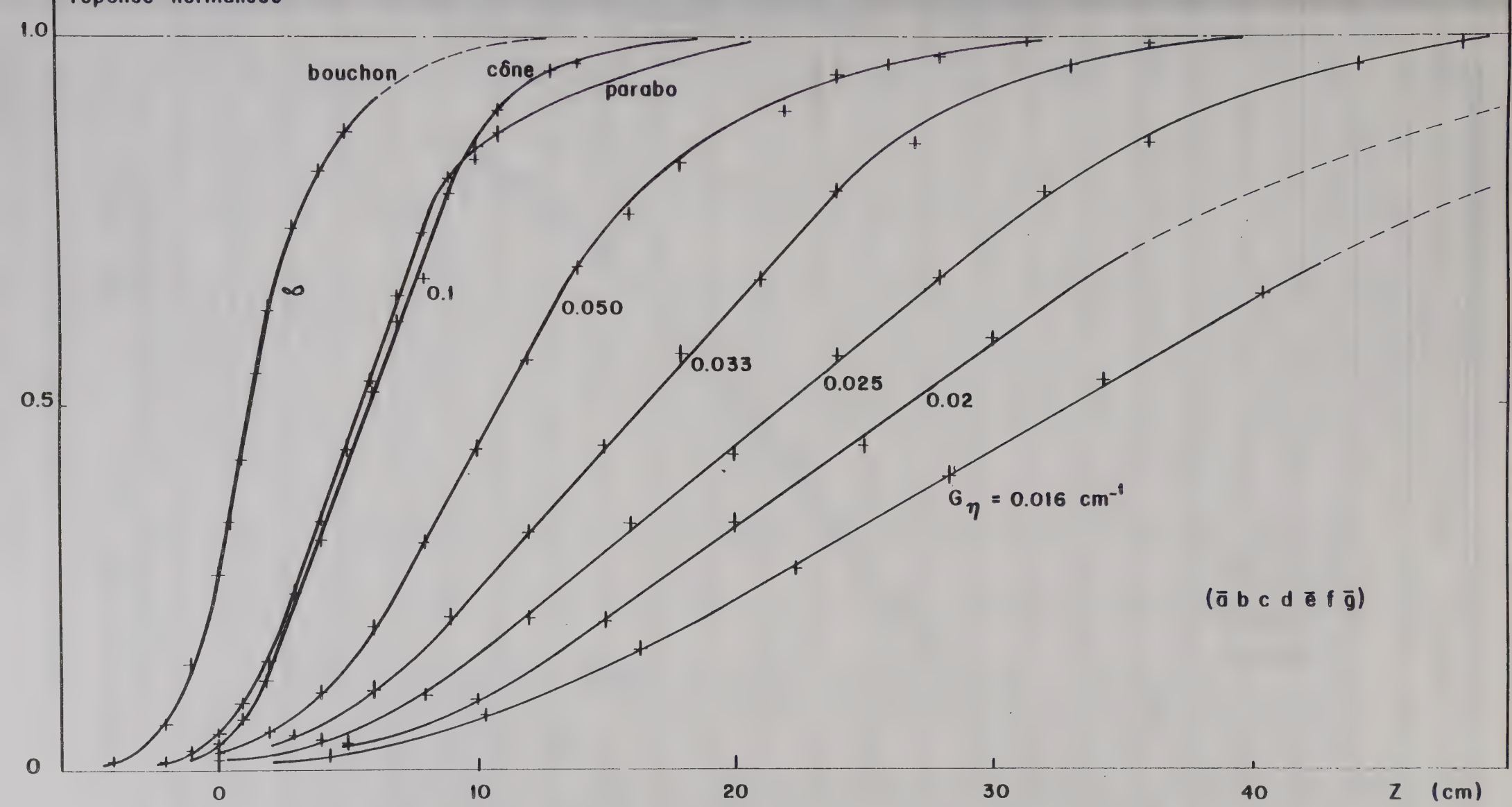


FIG. III.5 - RÉPONSES À DIFFÉRENTS GRADIENTS

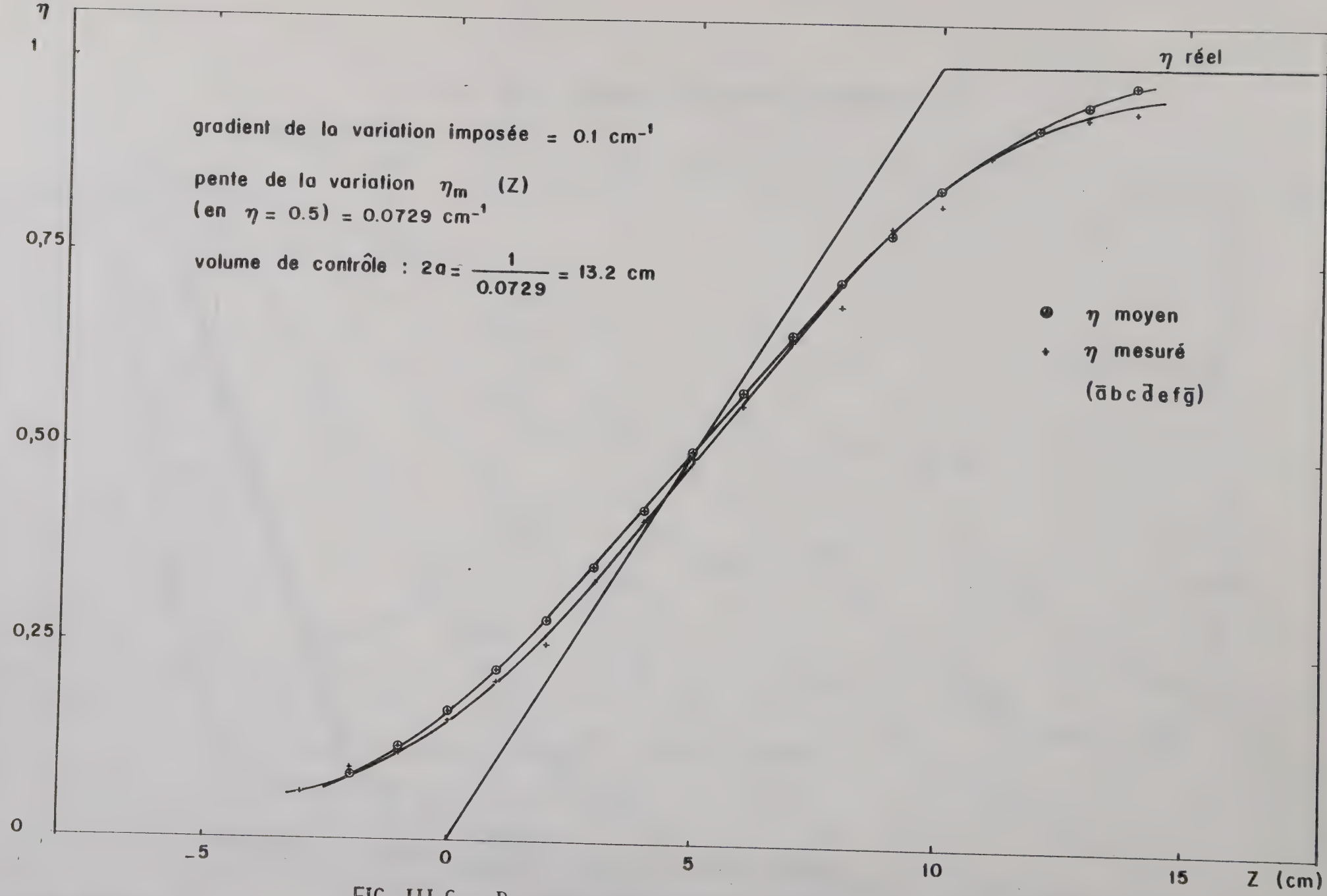


FIG. III.6. - DETERMINATION DU VOLUME DE CONTROLE MOYEN

Réponse brute (x 10 cps)		Réponse normalisée		η réel	η moyen/15.6	η mesuré	
exp 1	exp 2	exp 1	exp 2			exp 1	exp 2
4400	4496	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
4260	4399	0.95	0.98	1.00	0.99	0.93	0.96
4270	4361	0.95	0.96	1.00	0.95	0.93	0.95
4147	4238	0.90	0.91	1.00	0.89	0.88	0.89
3901	4020	0.81	0.83	1.00	0.80	0.78	0.80
3855	3798	0.79	0.75	0.90	0.75	0.76	0.72
3681	3612	0.72	0.68	0.80	0.69	0.70	0.66
3486	3433	0.64	0.61	0.70	0.63	0.63	0.61
3322	3216	0.58	0.53	0.60	0.56	0.58	0.54
3081	3012	0.49	0.46	0.50	0.50	0.50	0.48
2858	2758	0.40	0.36	0.40	0.44	0.43	0.40
2639	2573	0.31	0.29	0.30	0.37	0.36	0.34
2444	2374	0.24	0.22	0.20	0.31	0.30	0.28
2268	2218	0.17	0.16	0.10	0.25	0.24	0.23
2146	2100	0.12	0.11	0.00	0.19	0.19	0.18
1996	1983	0.06	0.07	0.00	0.11	0.12	0.13
1932	1913	0.04	0.04	0.00	0.05	0.08	0.09
1903	1868	0.03	0.03	0.00	0.01	0.06	0.06
1874	1867	0.02	0.03	0.00	0.00	0.04	0.06
1837	1843	0.00	0.02	0.00	0.00	0.00	0.04
1834	1830	0.00	0.01	0.00	0.00	0.00	0.03
1834	1798	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 10 cm

FIG. III.7 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

z (cm)	Réponse brute (x 10 cps)	Réponse normalisée	η réel	η moyen/15.6	η mesuré
55	4430	1.00	1.00	1.00	1.00
50	4381	0.9	1.00	0.96	0.97
45	4267	0.94	0.90	0.90	0.92
40	4039	0.85	0.80	0.80	0.82
35	3775	0.75	0.70	0.70	0.72
30	3457	0.62	0.60	0.60	0.61
25	3149	0.51	0.50	0.50	0.52
20	2831	0.38	0.40	0.40	0.42
15	2507	0.26	0.30	0.30	0.32
10	2217	0.15	0.20	0.20	0.21
5	1995	0.06	0.10	0.10	0.11
0	1865	0.01	0.00	0.04	0.02
- 5	1850	0.00	0.00	0.01	0.01
- 10	1842	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 50 cm

FIG. III.8 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

(cm)	Réponse brute (x 10 cps)		Réponse normalisée		η réel	η moyen/15.6	η mesuré	
	exp 1	exp 2	exp 1	exp 2			exp 1	exp 2
100	4419	4557	1.00	1.00	1.00	0.98	1.00	1.00
90	4300	4420	0.95	0.95	0.90	0.90	0.94	0.93
80	4108	4205	0.88	0.87	0.80	0.80	0.85	0.84
70	3872	4056	0.79	0.82	0.70	0.70	0.76	0.79
60	3554	3780	0.67	0.71	0.60	0.60	0.65	0.69
50	3273	3408	0.56	0.58	0.50	0.50	0.56	0.58
40	2918	3036	0.42	0.44	0.40	0.40	0.45	0.47
30	2614	2667	0.30	0.30	0.30	0.30	0.35	0.36
20	2222	2290	0.15	0.17	0.20	0.20	0.22	0.23
10	1970	2005	0.05	0.06	0.10	0.10	0.11	0.12
0	1835	1892	0.00	0.02	0.00	0.02	0.01	0.05
- 10	1831	1840	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 100 cm

FIG . III.9 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

$Z_{(cm)}$	Moyenne des comptages (x 10 cps)	Ecart type (x 10 cps)	Réponse normalisée	η réel	η moyen/ 14.9	η mesuré
26	7210	47	1.00	1.00	1.00	1.00
24	7204	31	0.99 ± 0.01	1.00	1.00	1.00
22	7146	3	0.98 ± 0.01	1.00	1.00	0.98
20	7134	16	0.98 ± 0.01	1.00	1.00	0.98
18	7165	10	0.99 ± 0.01	1.00	1.00	0.99
16	7085	4	0.97 ± 0.01	1.00	0.99	0.96
14	7022	36	0.95 ± 0.01	1.00	0.96	0.94
12	6845	39	0.91 ± 0.01	1.00	0.90	0.88
10	6593	26	0.84 ± 0.01	1.00	0.81	0.81
8	6147	7	0.73 ± 0.01	0.80	0.70	0.70
6	5555	8	0.58 ± 0.01	0.60	0.57	0.58
4	4876	12	0.41 ± 0.01	0.40	0.43	0.43
2	4245	40	0.25 ± 0.02	0.20	0.30	0.30
0	3798	23	0.13 ± 0.02	0.00	0.19	0.19
- 2	3520	16	0.06 ± 0.01	0.00	0.10	0.11
- 4	3444	16	0.04 ± 0.02	0.00	0.04	0.09
- 6	3356	33	0.02 ± 0.02	0.00	0.01	0.05
- 8	3358	25	0.02 ± 0.02	0.00	0.00	0.05
-10	3344	14	0.02 ± 0.02	0.00	0.00	0.04
-12	3334	37	0.01 ± 0.02	0.00	0.00	0.04
-24	3316	23	0.01 ± 0.02	0.00	0.00	0.04
-26	3287	7	0.00 ± 0.01	0.00	0.00	0.01
-30	3274	31	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c_1\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 10 cm

FIG . III.10 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

Z (cm)	Réponse brute (x 10 cps)	Réponse normalisée	η réel	η moyen/14.9	η mesuré
56	6990	0.99	1.00	1.00	0.99
52	7025	1.00	1.00	0.98	1.00
50	6950	0.98	1.00	0.96	0.98
48	6776	0.93	0.96	0.94	0.92
45	6714	0.92	0.90	0.90	0.90
40	6361	0.82	0.80	0.80	0.79
35	5961	0.72	0.70	0.70	0.69
30	5574	0.62	0.60	0.60	0.60
25	5126	0.50	0.50	0.50	0.51
20	4650	0.37	0.40	0.40	0.40
15	4200	0.25	0.30	0.30	0.31
10	3769	0.14	0.20	0.20	0.20
5	3438	0.05	0.10	0.10	0.10
0	3311	0.02	0.00	0.04	0.05
- 5	3280	0.01	0.00	0.00	0.03
-30	3237	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c_i\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 50 cm

FIG. III.11 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

$Z_{(cm)}$	Réponse brute (x 10 cps)		Réponse normalisée		η réel	η moyen/14.9	η mesuré	
	exp 1	exp 2	exp 1	exp 2			exp 1	exp 2
100	7160	7173	1.00	1.00	1.00	0.96	1.00	1.00
90	6992		0.96		0.90	0.90	0.95	
80	6739	6622	0.89	0.86	0.80	0.80	0.87	0.83
70	6357	6285	0.79	0.77	0.70	0.70	0.76	0.74
60	5943	5873	0.69	0.67	0.60	0.60	0.66	0.64
50	5486	5413	0.57	0.55	0.50	0.50	0.56	0.55
40	4938	4915	0.43	0.42	0.40	0.40	0.45	0.44
30	4430	4391	0.30	0.29	0.30	0.30	0.35	0.33
20		3843		0.15	0.20	0.20		0.21
10		3503		0.06	0.10	0.10		0.11
0		3317		0.01	0.00	0.04		0.03
- 15	3265	3271	0.00	0.00	0.00	0.00		0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c_1\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : paraboloïde de 100 cm

FIG. III.12 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

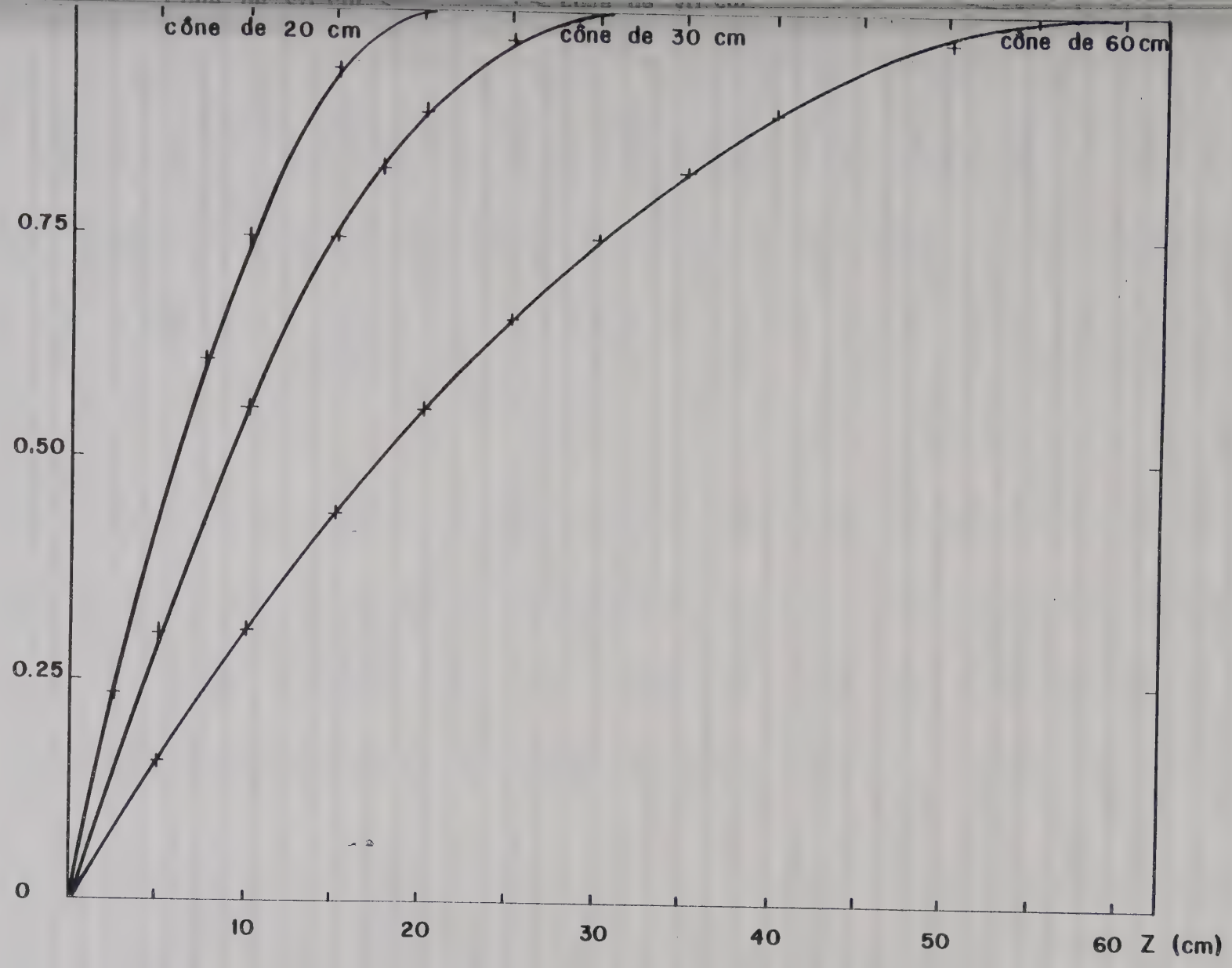


FIG. III.13 - TAUX DE VIDE SIMULES PAR LES CONES DE NYLON

$Z_{(cm)}$	Réponse brute (x 10 cps)	Réponse normalisée	η réel	η moyen/14.9	η mesuré
33	7 084	100	1.00	1.00	1.00
31	7 056	0.99	1.00	1.00	0.99
29	7 068	1.00	1.00	1.00	1.00
27	7 038	0.99	1.00	1.00	0.99
25	7 014	0.98	1.00	1.00	0.98
21	6 991	0.98	1.00	0.99	0.97
19	6 929	0.96	1.00	0.95	0.95
17	6 776	0.92	1.00	0.88	0.90
15	6 290	0.79	1.00	0.79	0.76
13	5 832	0.67	0.75	0.68	0.65
11	5 251	0.52	0.54	0.56	0.53
9	4 671	0.37	0.36	0.43	0.41
7	4 151	0.23	0.22	0.30	0.29
5	3 735	0.13	0.11	0.19	0.19
3	3 531	0.08	0.04	0.11	0.13
1	3 397	0.04	0.00	0.06	0.09
0	3 377	0.04	0.00	0.04	0.08
- 2	3 317	0.02	0.00	0.02	0.05
- 4	3 311	0.02	0.00	0.00	0.05
- 6	3 284	0.01	0.00	0.00	0.03
- 8	3 276	0.01	0.00	0.00	0.03
- 10	3 265	0.01	0.00	0.00	0.02
- 33	3 235	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}\ b\ c_1\ \bar{d}\ e\ f\ g$

* forme de simulation utilisée : cône de 15 cm

FIG. III.14 - COMPARAISON η_{MOYEN} η_{MESURE}

$Z_{(cm)}$	Réponse brute (x 10 cps)	Réponse normalisée	η réel	η moyen/15.6	η mesuré
38	4 455	0.99	1.00	1.00	0.99
36	4 462	0.99	1.00	1.00	0.99
34	4 480	1.00	1.00	1.00	1.00
32	4 426	0.98	1.00	1.00	0.97
30	4 438	0.98	1.00	1.00	0.98
28	4 415	0.98	1.00	1.00	0.97
26	4 400	0.97	1.00	0.99	0.96
24	4 362	0.96	1.00	0.96	0.94
22	4 211	0.90	1.00	0.90	0.87
20	3 926	0.78	1.00	0.83	0.75
18	3 764	0.73	0.81	0.74	0.70
16	3 424	0.60	0.64	0.64	0.59
14	3 080	0.47	0.49	0.53	0.49
12	2 743	0.35	0.36	0.41	0.39
10	2 439	0.23	0.25	0.30	0.29
8	2 213	0.15	0.16	0.21	0.21
6	2 061	0.09	0.09	0.14	0.15
4	1 962	0.06	0.04	0.09	0.11
2	1 920	0.04	0.01	0.05	0.08
0	1 867	0.02	0.00	0.03	0.05
- 2	1 863	0.02	0.00	0.01	0.04
- 8	1 828	0.01	0.00	0.00	0.01
- 10	1 816	0.00	0.00	0.00	0.00

* configuration expérimentale : $\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g

* forme de simulation utilisée : cône de 20 cm

FIG. III.15 - COMPARAISON η MOYEN η MESURE

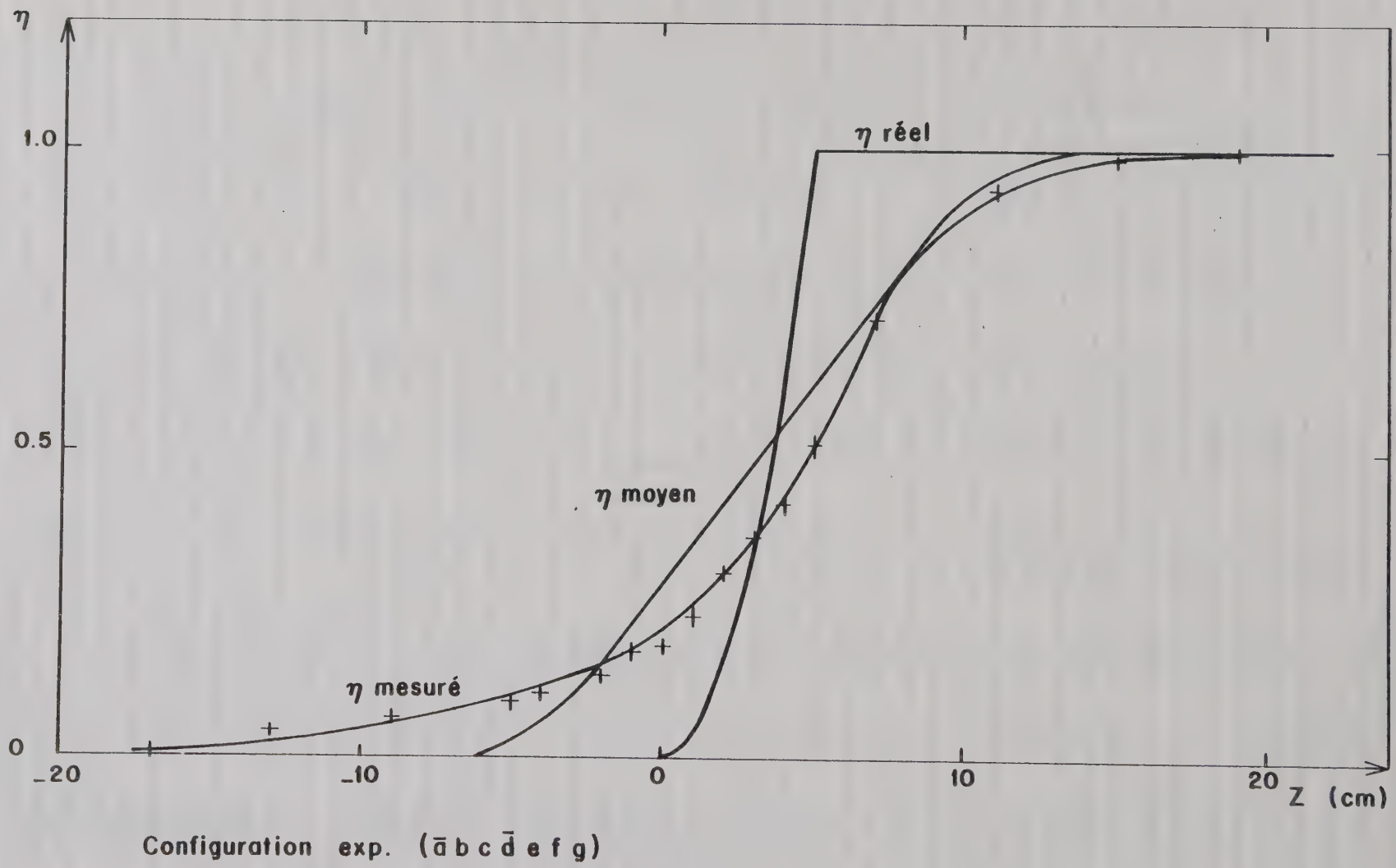


FIG. III.16 - TAUX DE PLEIN DEDUIT DE LA REPONSE A UN CONE DE 5 CM

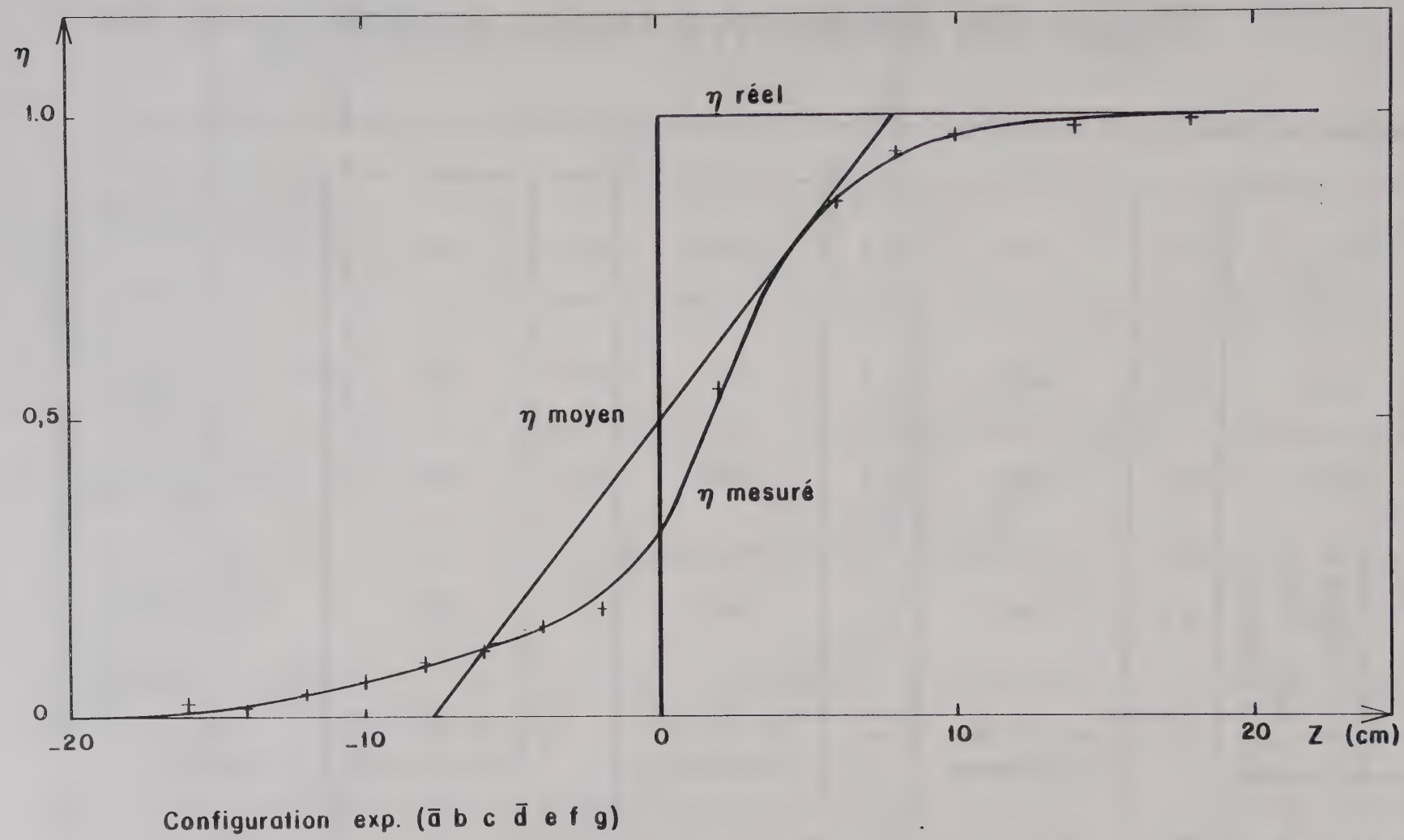


FIG. III.17 - TAUX DE PLEIN MESURE DEDUIT DE LA REPONSE A UN BOUCHON

CONFIGURATION EXPERIMENTALE	SANS COLLIMATEUR SOURCE						AVEC COLLIMATEUR SOURCE	
	AVEC ACIER				SANS ACIER			
	$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f) g)		AVEC POUDRE DE BORE $\bar{a}$) b) c_1) $\bar{d}$) e) f) g)		$\bar{a}$) b) c) $\bar{d}$) e) f) $\bar{g}$)		a) b) c) d) e) f) $\bar{g}$)	
MESURES / FORMES DE SIMULATION	Réponse brute 10^5 cps réf	η_m	Réponse brute 10^5 cps réf	η_m	Réponse brute 10^5 cps réf	η_m	Réponse brute 10^5 cps réf	η_m
étalonnage cylindre ϕ 68,4 (gradient nul)	31200	0.5	52380	0.5	26600	0.5	31130	0.5
paraboloïde 10 cm (gradient 0,1 cm^{-1})	30720	0.48	52150	0.50	26300	0.49	2820	0.44
cône de 5 cm (gradient 0,28 cm^{-1})	28110	0.40	48870	0.44	22200	0.37	2580	0.35
échelon $0 < \eta > 1$ (gradient infini)	24940	0.30	40870	0.27	21700	0.35	1950	0.20

Les réponses brutes sont obtenues au niveau du taux de plein réel de 0,5 sur la forme de simulation.

FIG. III.18 - VALEURS DES DECALAGES DE LA MESURE AUX FORTS GRADIENTS

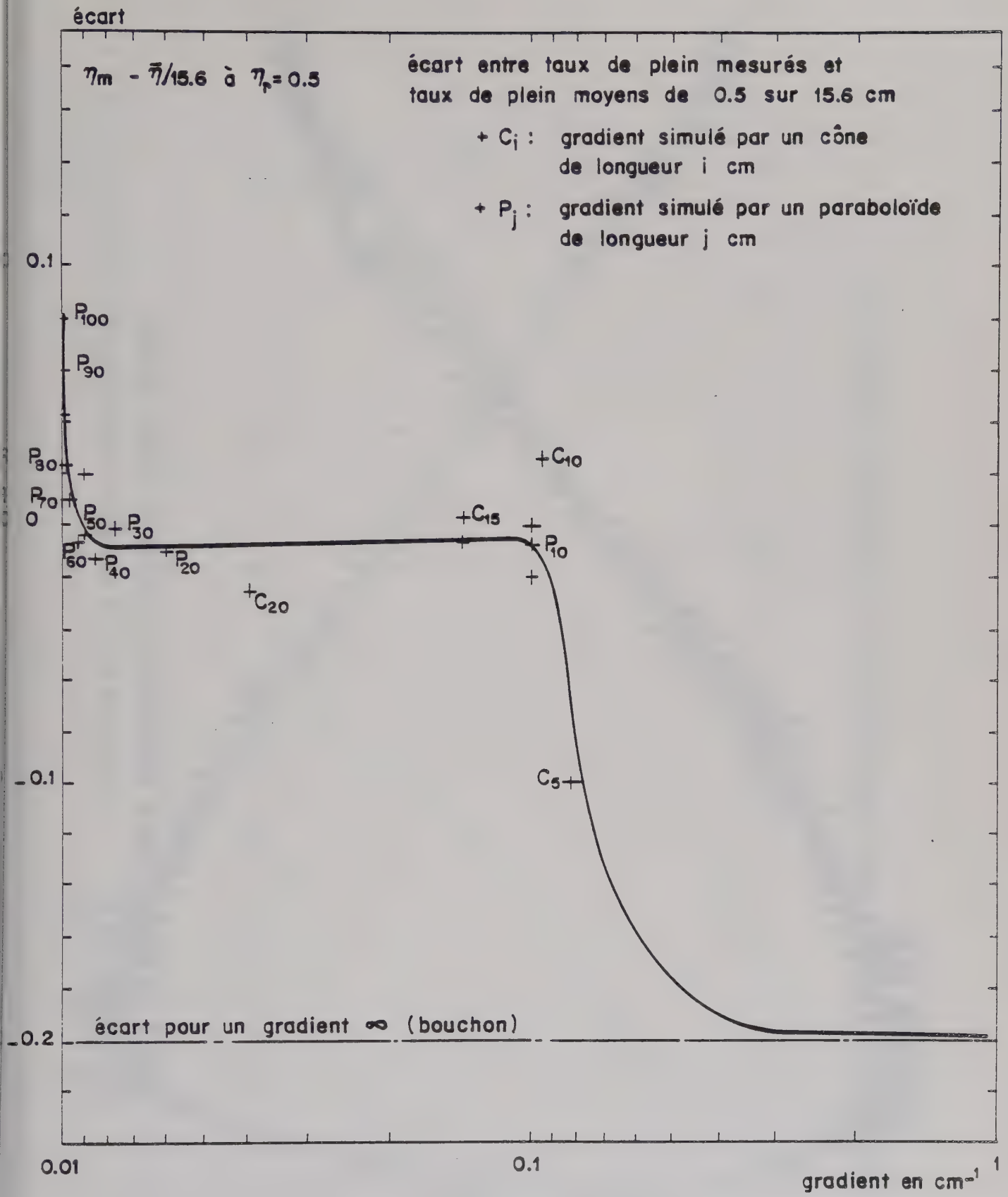


FIG. III.19 - ECARTS FONCTION DU GRADIENT

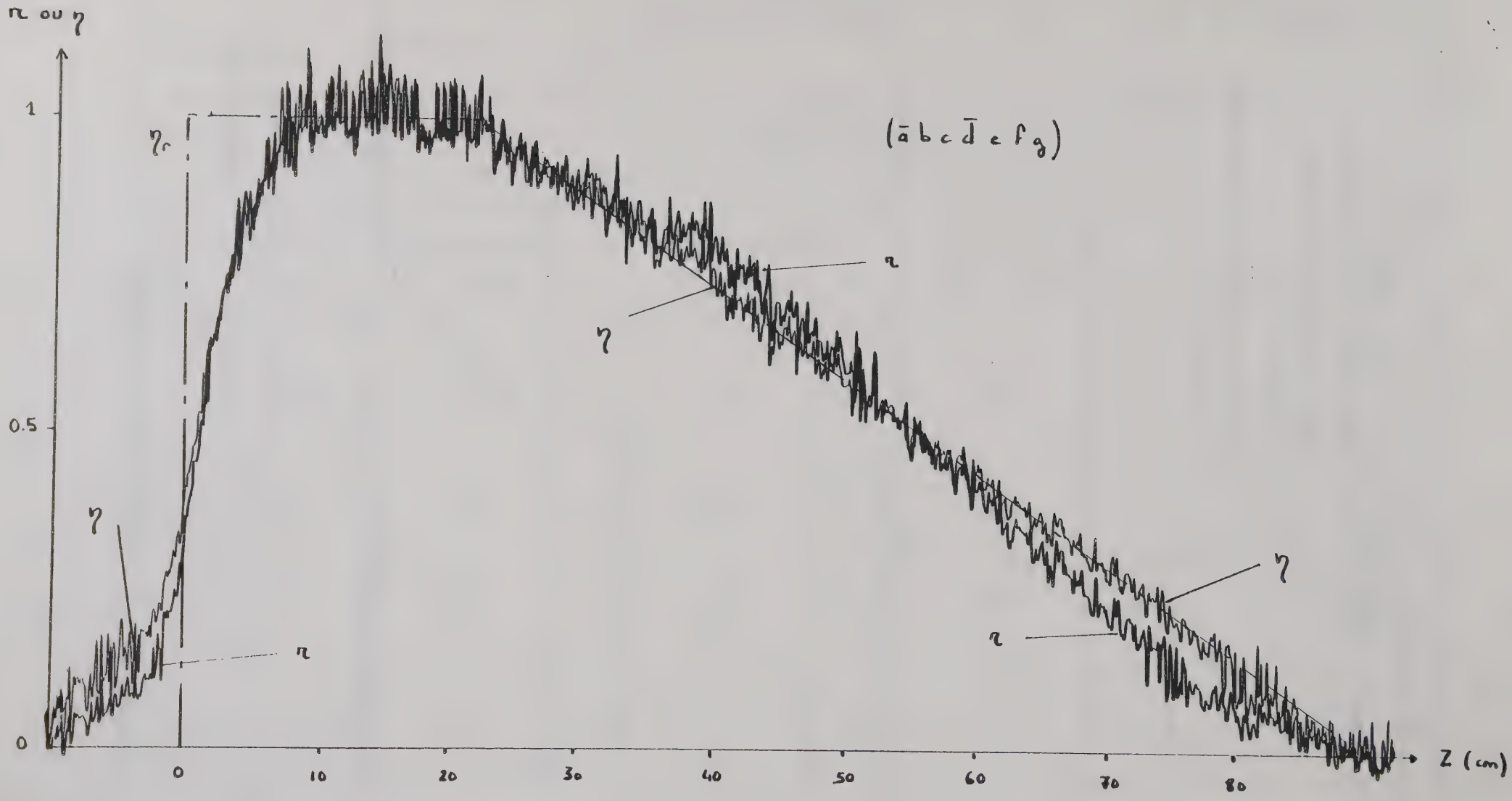


FIG. III.20 - REPONSE NORMALISEE ET TAUX DE PLEIN MESURE

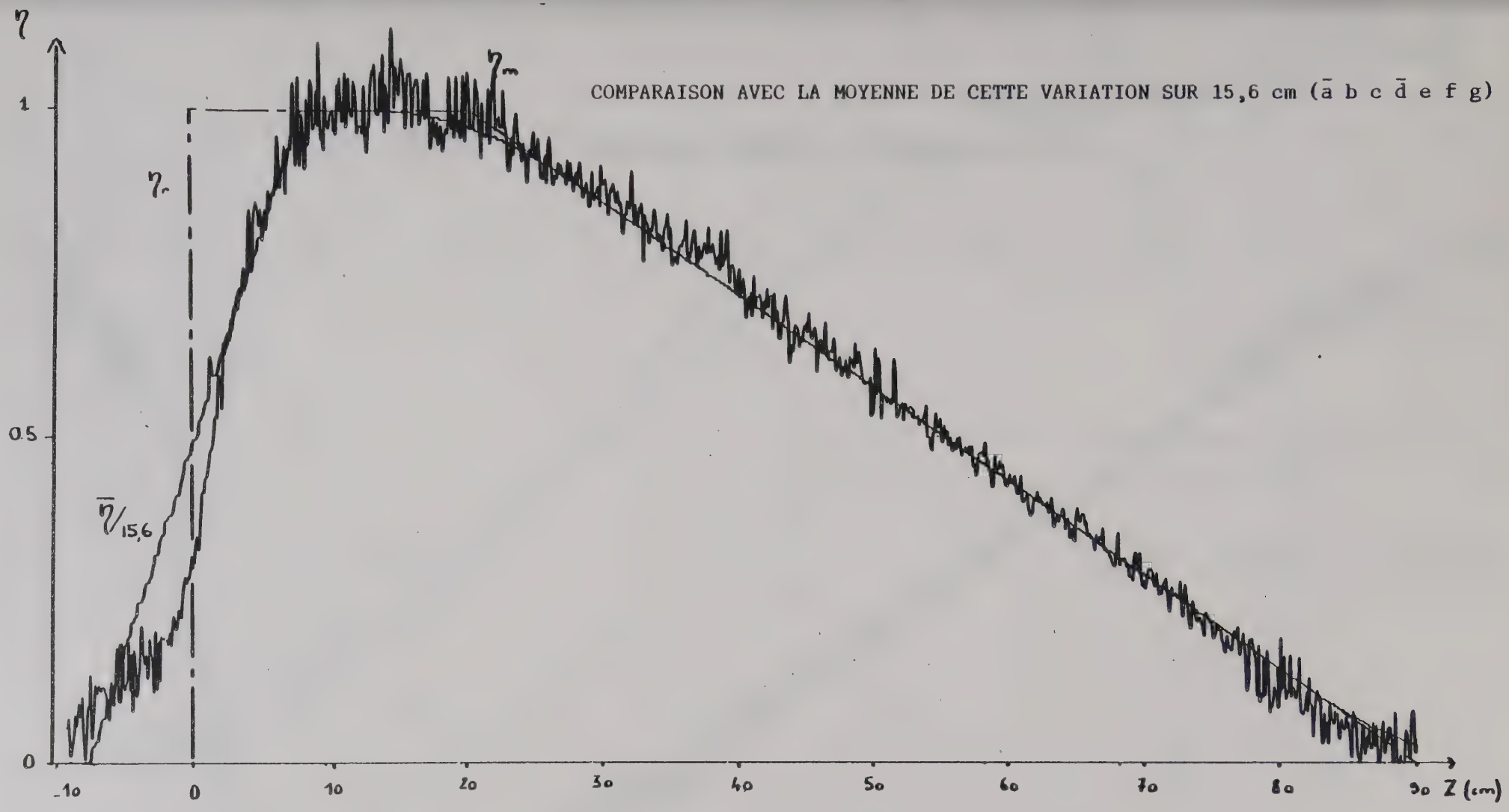


FIG. III.21 - MESURE D'UNE VARIATION AXIALE DE GRADIENT 0,014 cm^{-1}

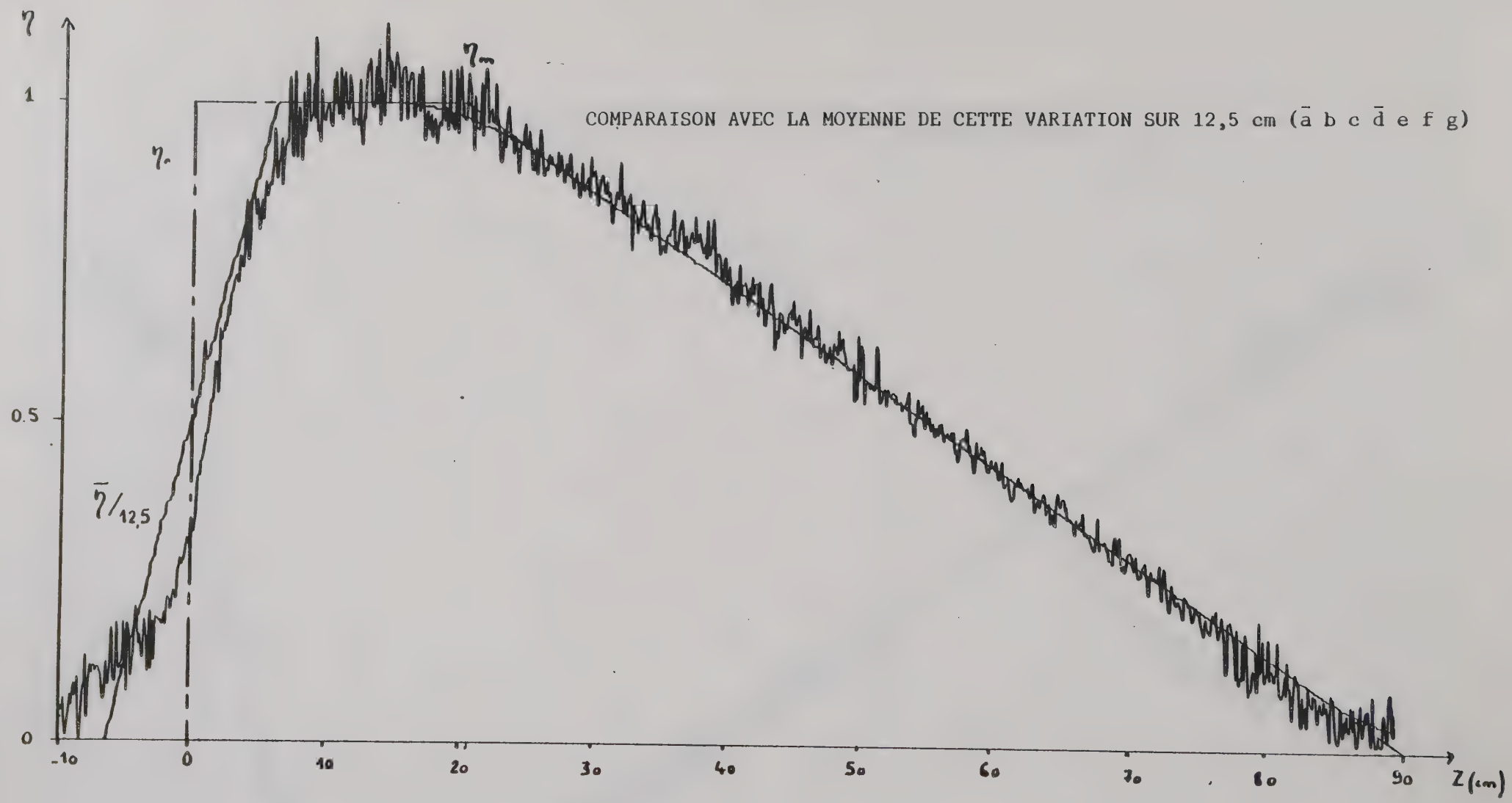


FIG. III.22 - MESURE D'UNE VARIATION AXIALE DE GRADIENT 0,014 cm^{-1}

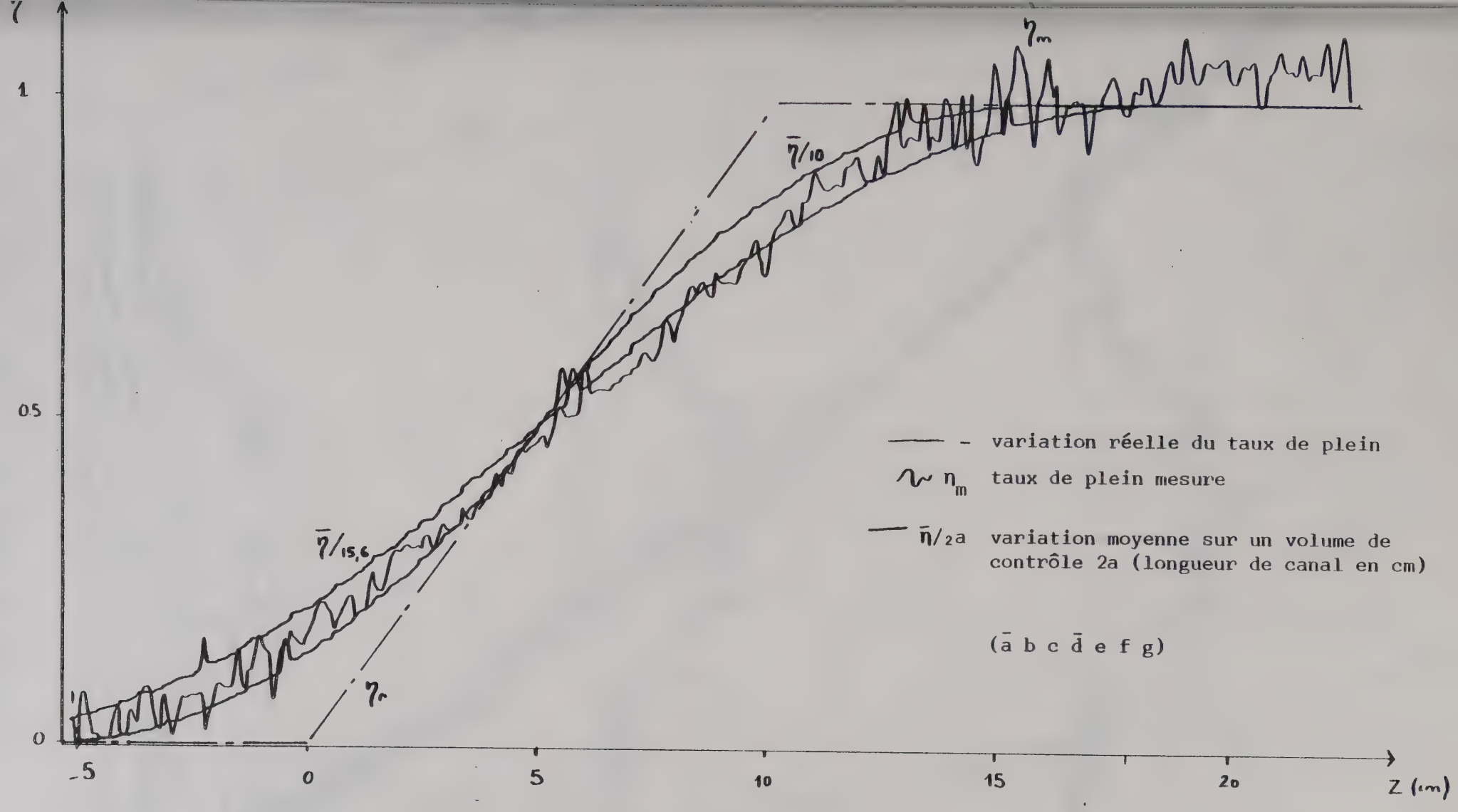
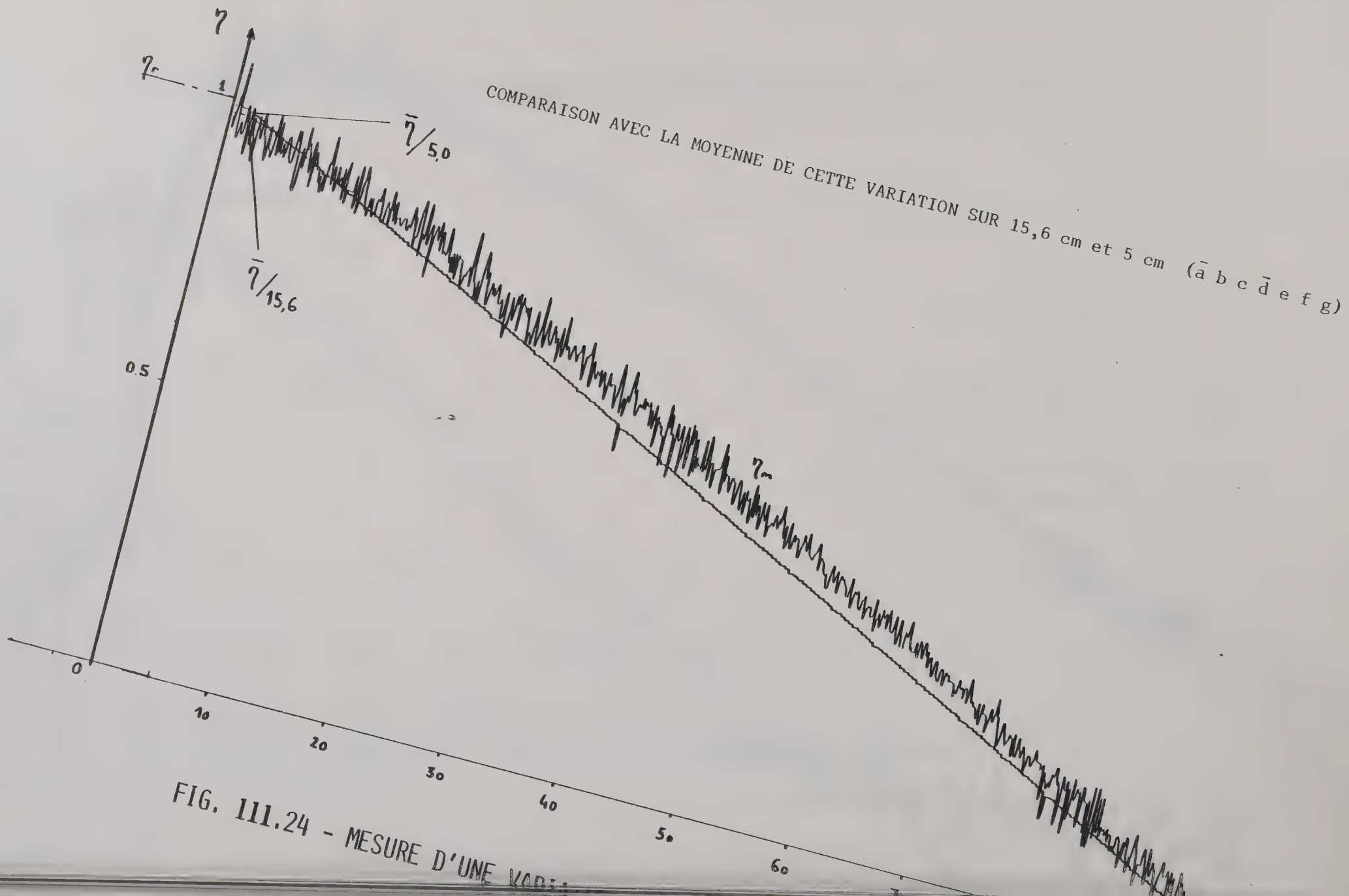
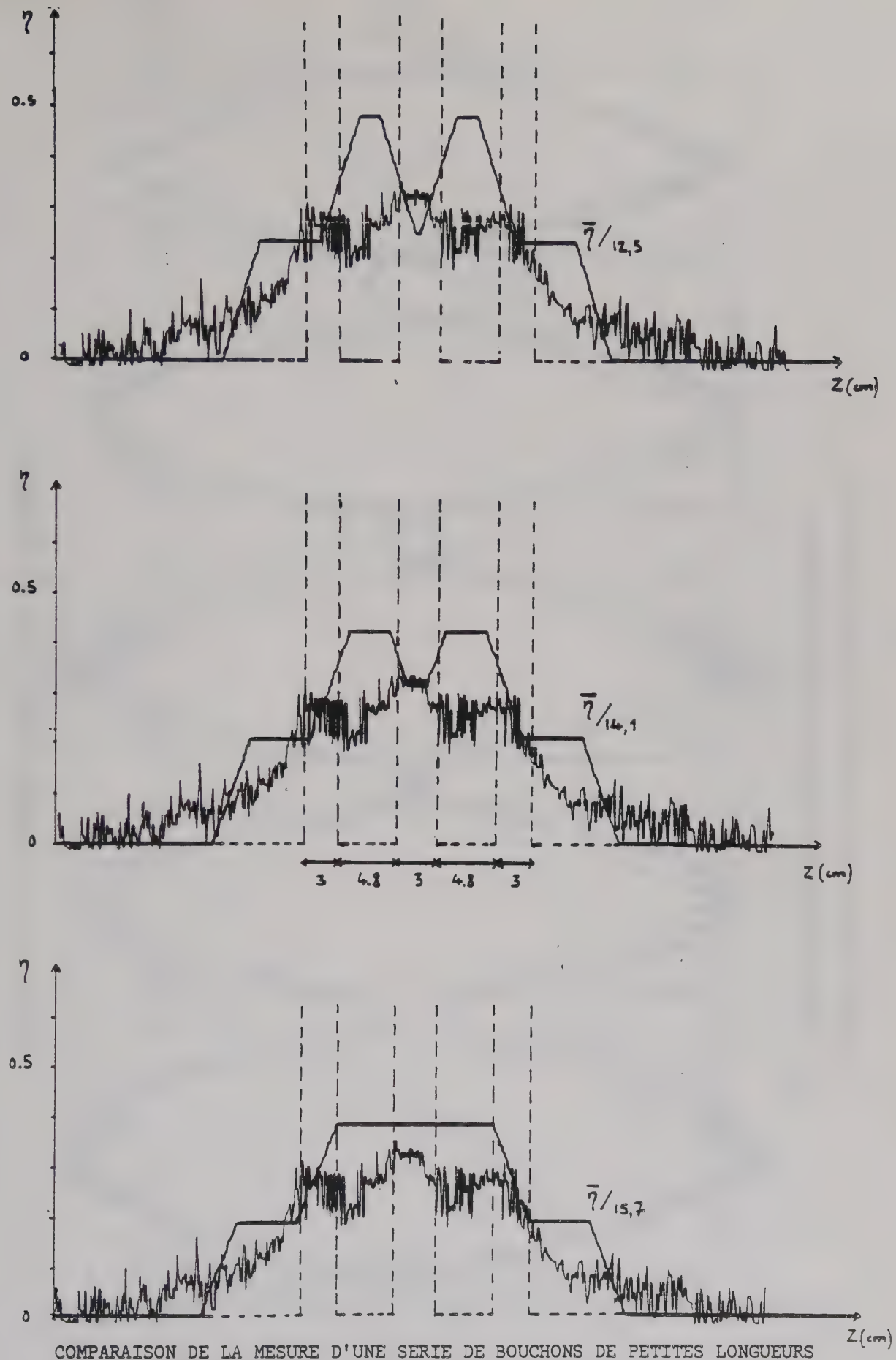


FIG. III.23 - MESURE D'UNE VARIATION AXIALE DE GRADIENT 0,100 CM-1



COMPARAISON AVEC LA MOYENNE DE CETTE VARIATION SUR 15,6 cm et 5 cm (ā b c d̄ e f g)

FIG. III.24 - MESURE D'UNE VOIE



COMPARAISON DE LA MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS DE PETITES LONGUEURS AVEC LA VALEUR MOYENNE SUR TROIS VOLUMES DE CONTROLE

FIG. III.25 - MESURE D'UNE SERIES DE BOUCHONS

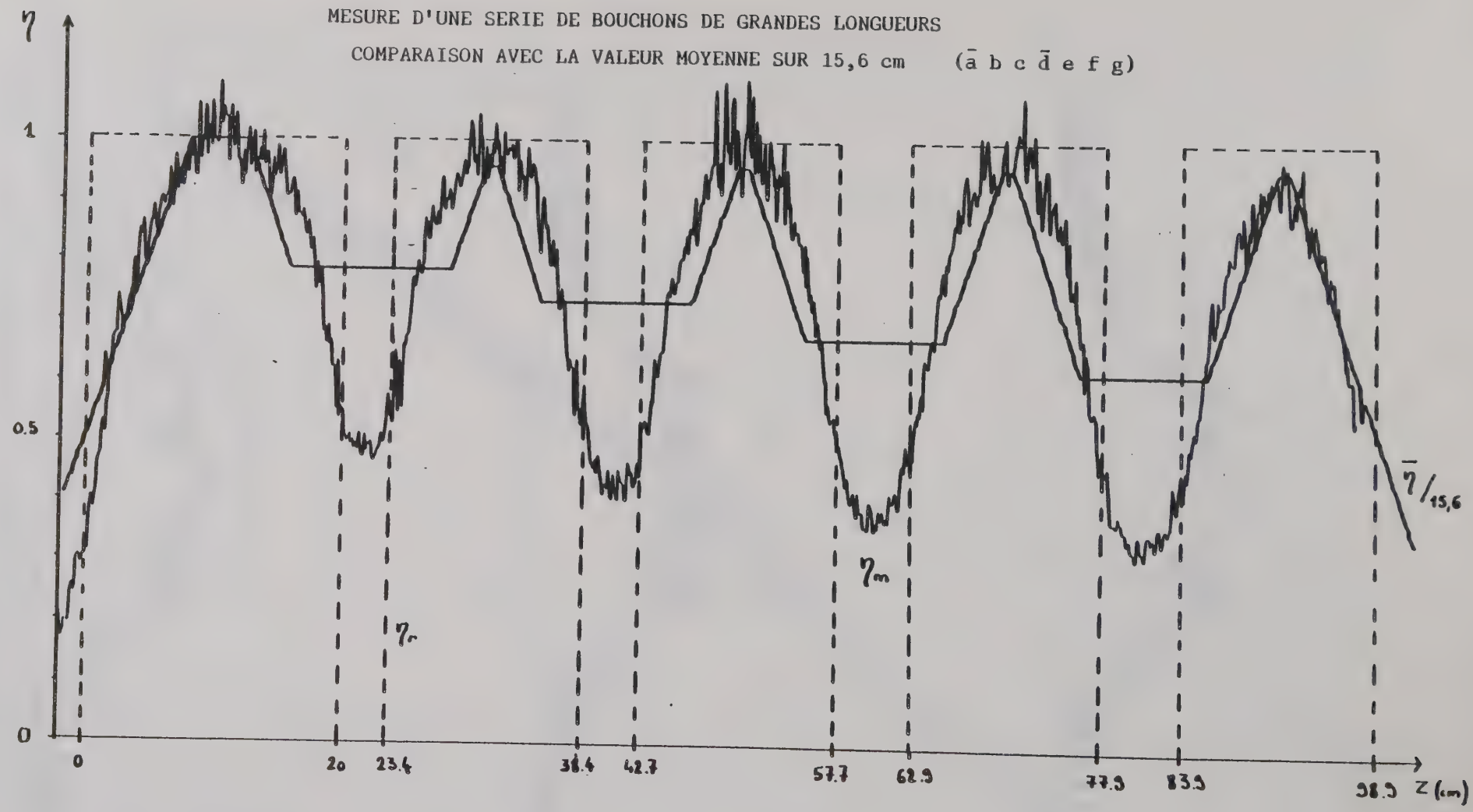
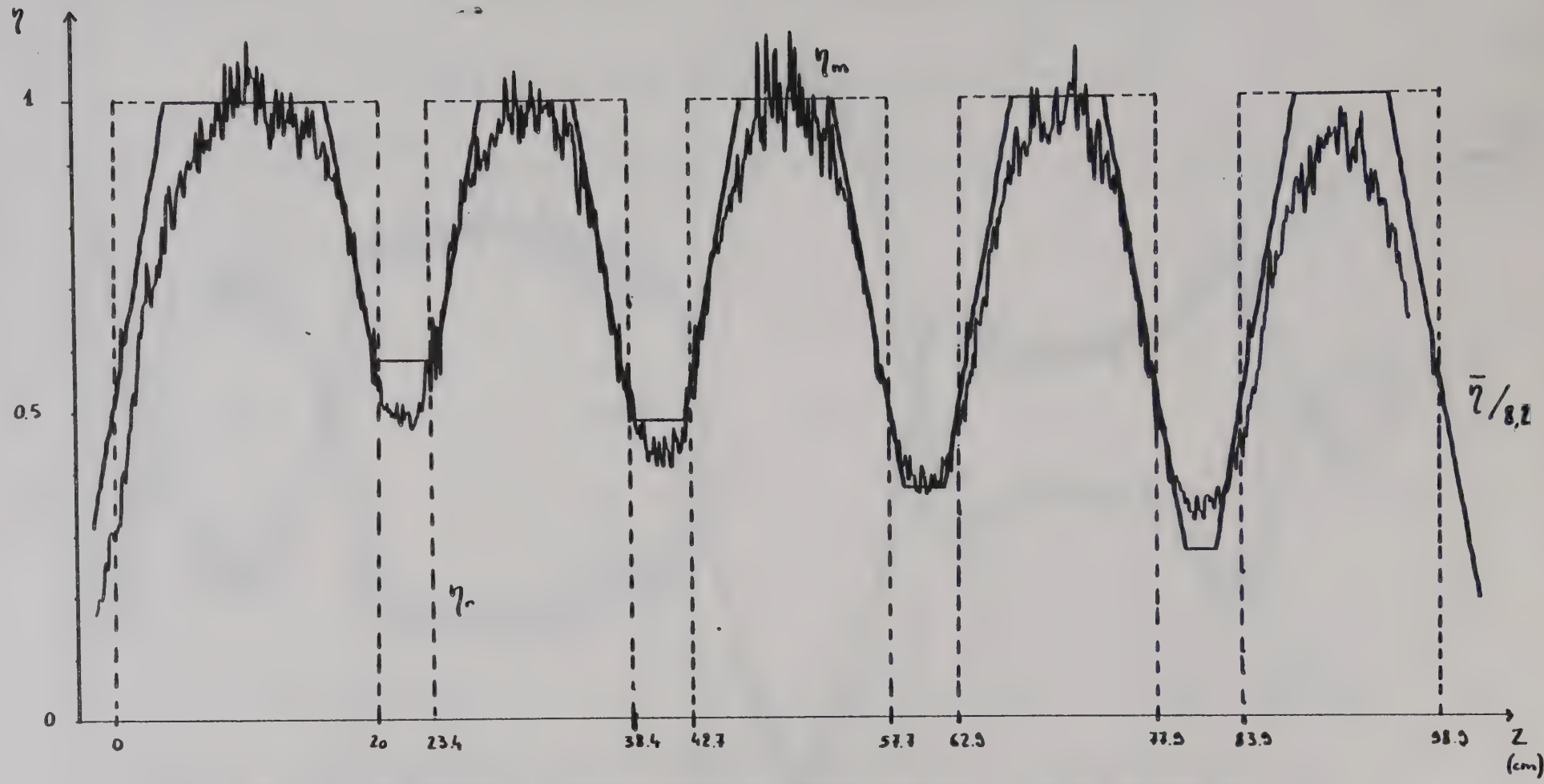


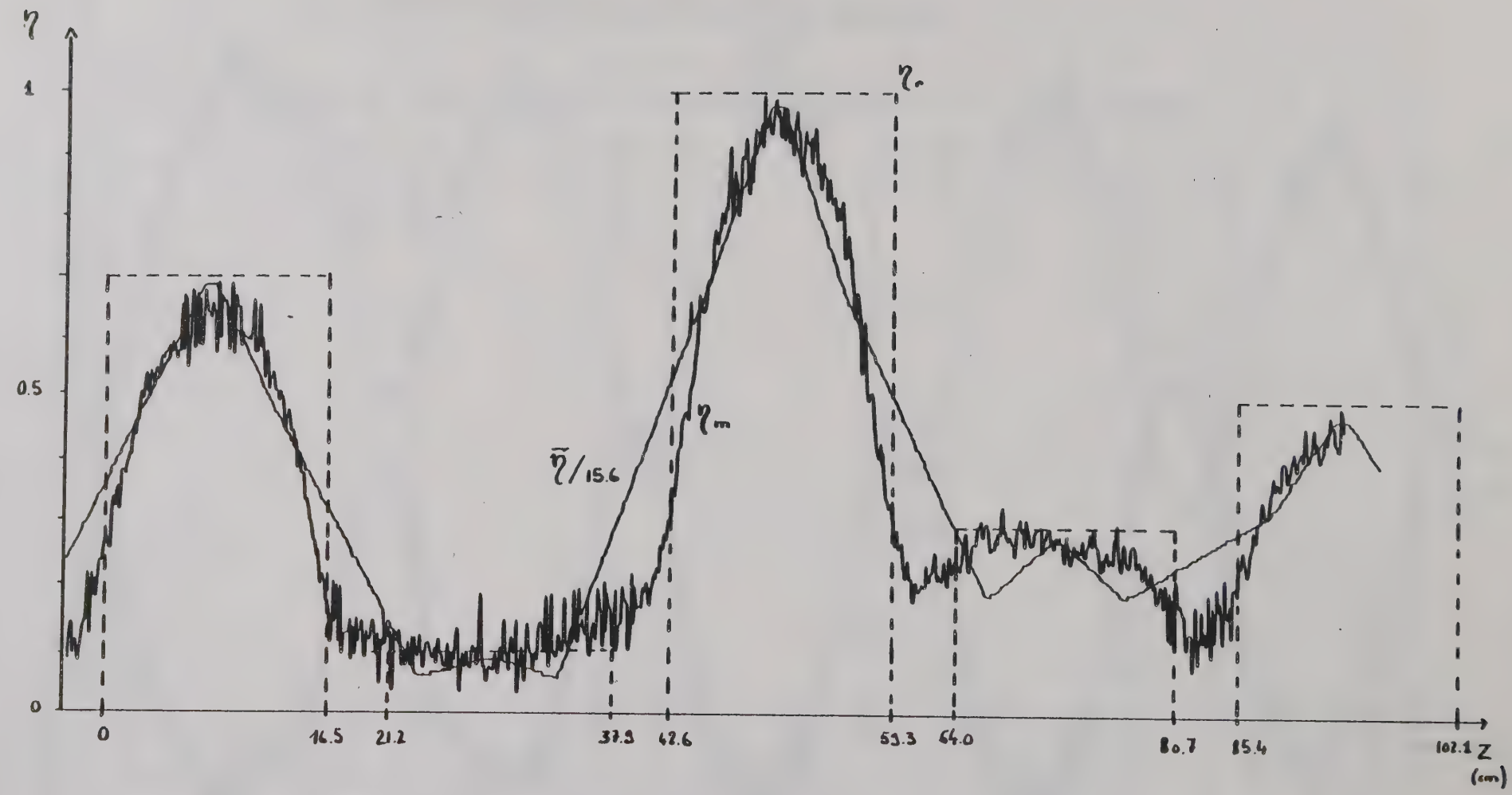
FIG. III.26 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS



MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS DE GRANDES LONGUEURS COMPARAISON AVEC LA VALEUR MOYENNE SUR 8 CM

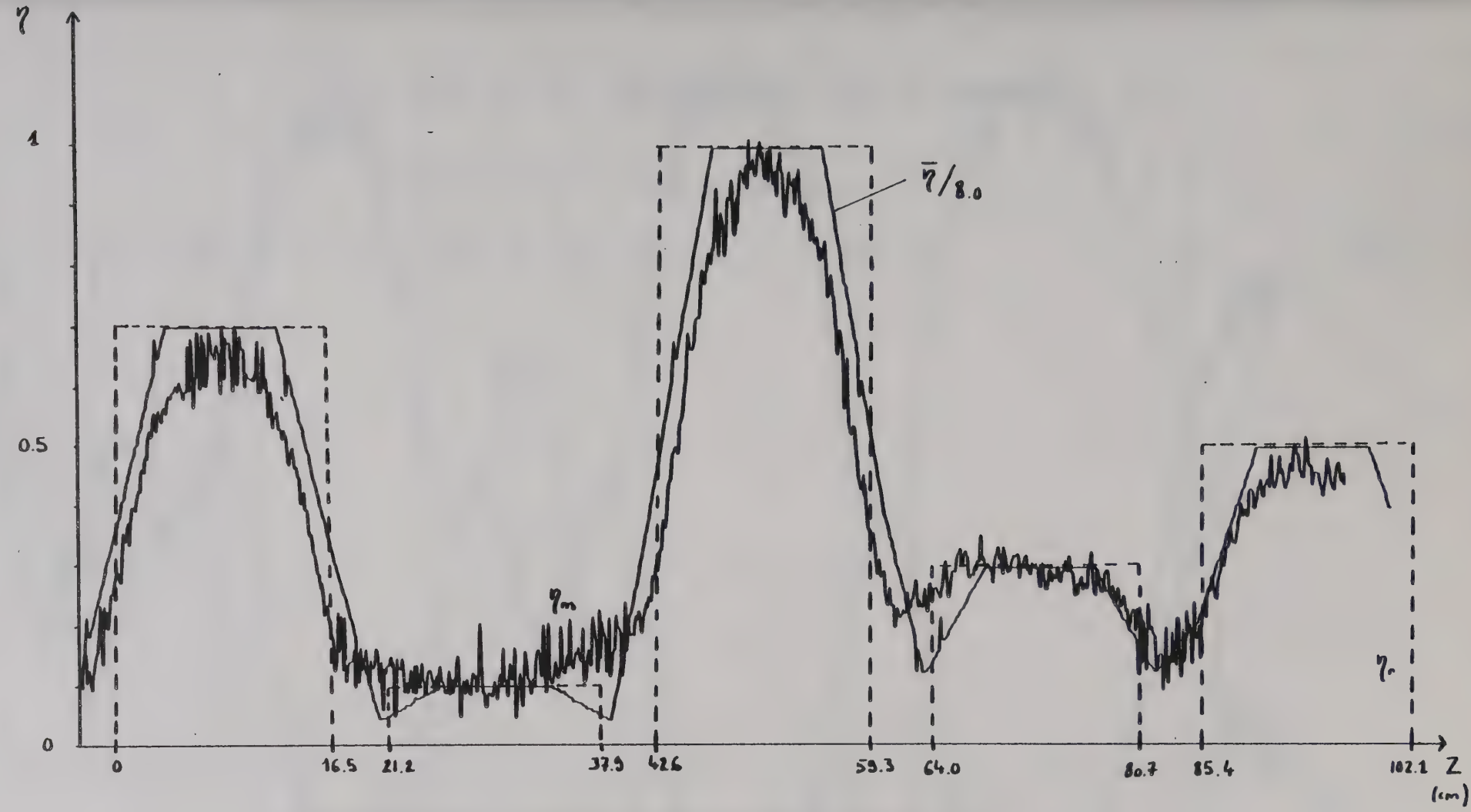
($\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g)

FIG. III.27 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS



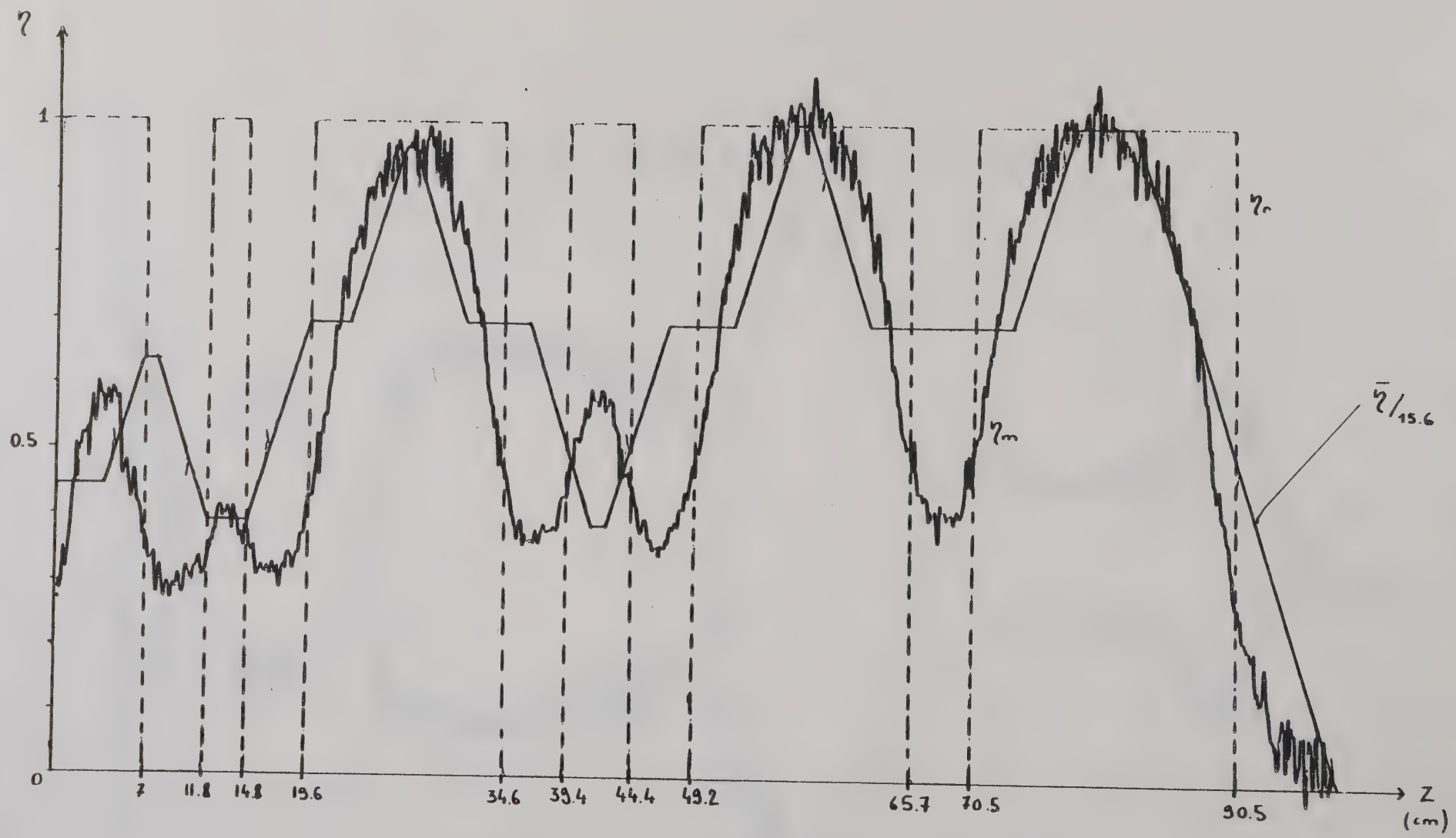
COMPARAISON AVEC LA VALEUR MOYENNE SUR 15,6 cm (ā b c d̄ e f g)

FIG. III.28 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS



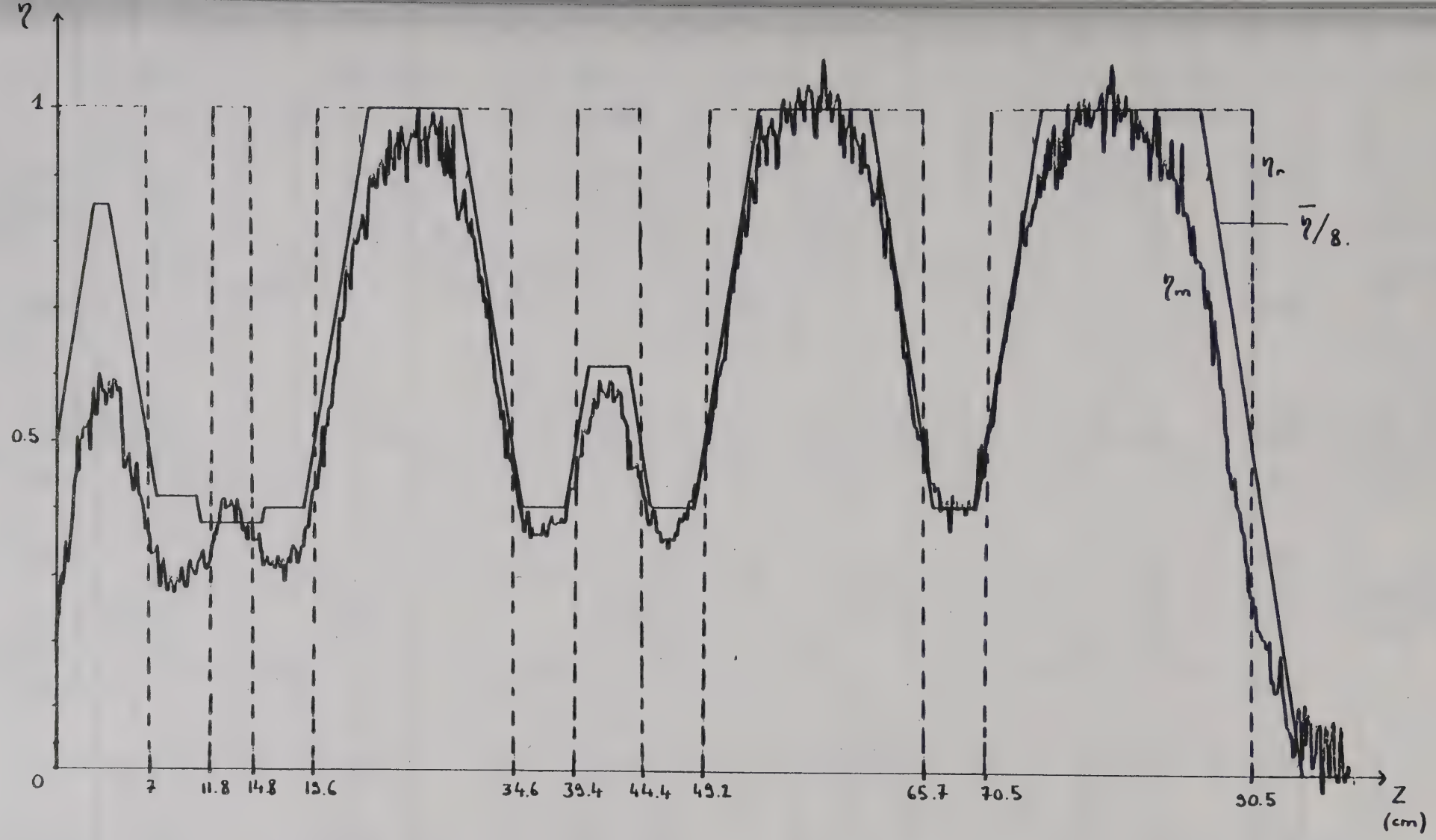
COMPARAISON AVEC LA VALEUR MOYENNE DES VARIATIONS SUR 8 cm ($\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g)

FIG. III.29 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS



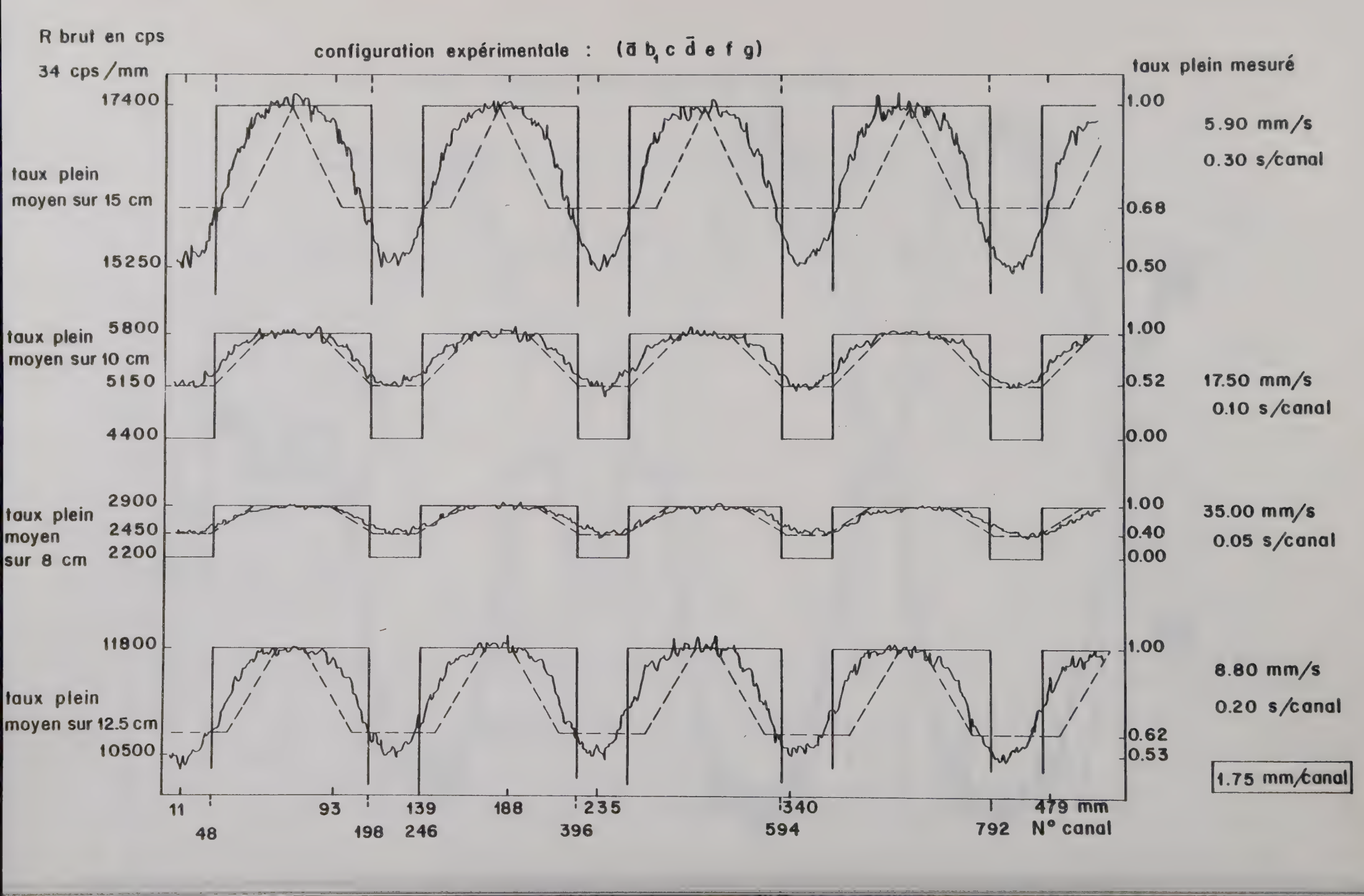
COMPARAISON AVEC LA VALEUR MOYENNE SUR 15,6 cm ($\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g)

FIG. III.30 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS



COMPARAISON AVEC LA VALEUR MOYENNE SUR 8 cm ($\bar{a}$ b c $\bar{d}$ e f g)

FIG III.31 - MESURE D'UNE SERIE DE BOUCHONS


R brut en cps
34 cps / mm
configuration expérimentale : (ā b1 c d̄ e f g)
taux plein mesuré
17400
taux plein moyen sur 15 cm
15250
1.00
0.68
0.50
5.90 mm/s
0.30 s/canal
5800
taux plein moyen sur 10 cm
5150
4400
1.00
0.52
0.00
17.50 mm/s
0.10 s/canal
2900
taux plein moyen sur 8 cm
2450
2200
1.00
0.40
0.00
35.00 mm/s
0.05 s/canal
11800
taux plein moyen sur 12.5 cm
10500
1.00
0.62
0.53
8.80 mm/s
0.20 s/canal
1.75 mm/canal
11
48
93
198
139
246
188
235
396
340
594
479 mm
792
N° canal

itesse de éfilement n cm/sec.	déplacement de la forme pendant le comptage en cm	réponse du détecteur en cps (réf 4.10^5 cps t.comptage~30s	taux de plein moyen sur le déplacement	taux de plein mesuré à à partir de la réponse	écart taux de plein moyen-mesuré
1.55	48.3	12 050	0.503	0.499	0.004
1.43	44.2	12 058	0.502	0.500	0.002
1.35	43.1	12 083	0.513	0.501	0.012
1.30	41.1	11 867	0.507	0.485	0.022
1.23	38.7	11 906	0.496	0.488	0.008
1.17	36.0	11 989	0.514	0.494	0.020
1.10	34.3	11 812	0.505	0.481	0.019
1.03	32.3	11 782	0.498	0.478	0.020
0.97	30.4	11 738	0.499	0.475	0.024
0.91	28.6	11 842	0.504	0.483	0.021
0.85	26.7	11 684	0.504	0.471	0.033
0.77	24.5	11 608	0.495	0.465	0.030
0.71	22.5	11 590	0.500	0.464	0.036
0.64	20.6	11 485	0.501	0.456	0.045
0.58	18.6	11 494	0.502	0.457	0.045
0.51	16.6	11 403	0.501	0.450	0.051
0.44	14.1	11 287	0.519	0.441	0.078
0.40	12.5	11 120	0.500	0.428	0.072
0.32	10.3	10 761	0.491	0.400	0.091
0.26	8.4	10 771	0.509	0.401	0.108
0.20	6.1	10 243	0.492	0.360	0.132
0.13	4.0	10 217	0.518	0.358	0.160
0.06	1.9	9 808	0.496	0.325	0.171

G. III.33 - MESURES PENDANT LE DEFILEMENT DU BOUCHON A DIFFERENTES VITESSES

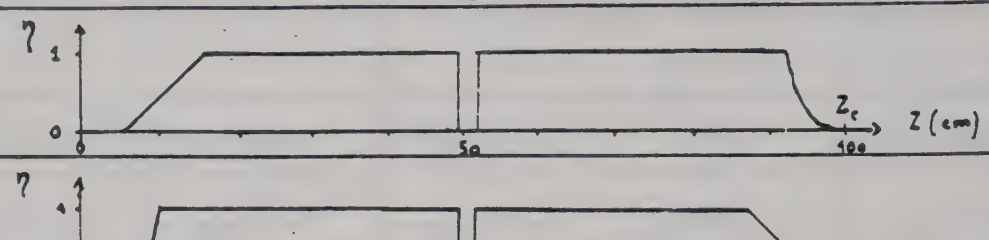
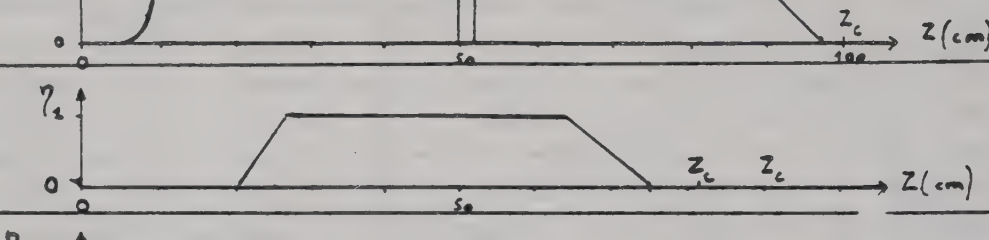
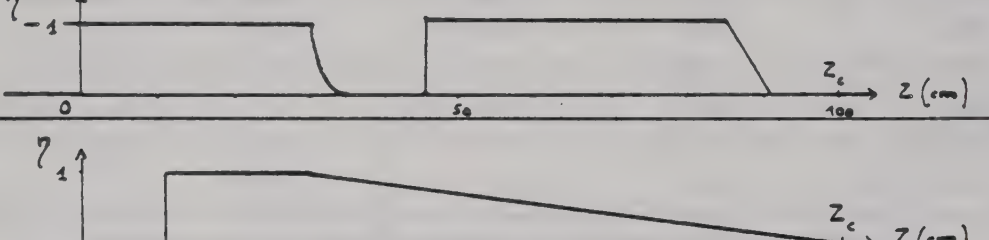
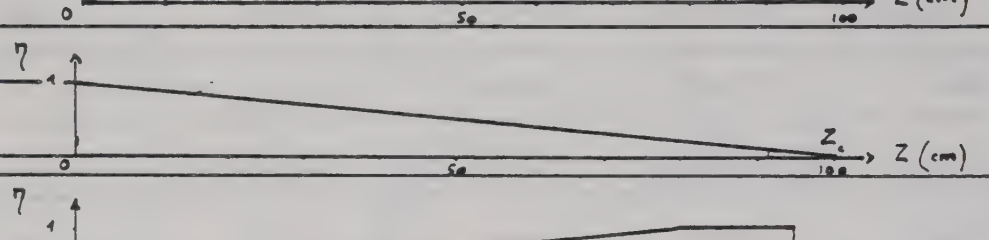
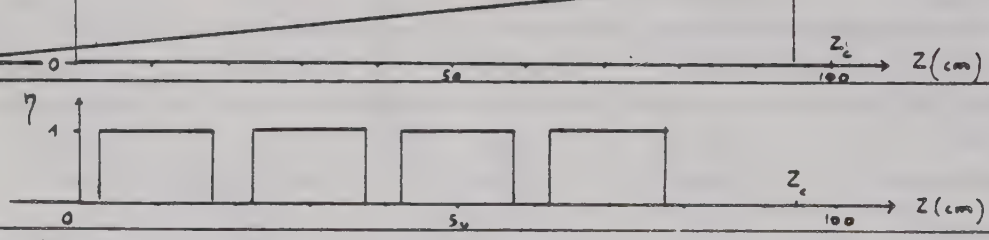
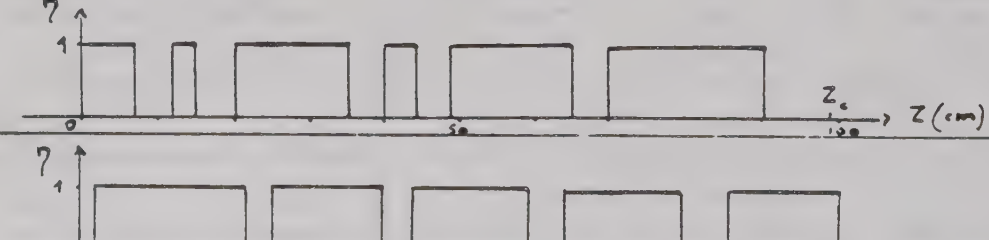
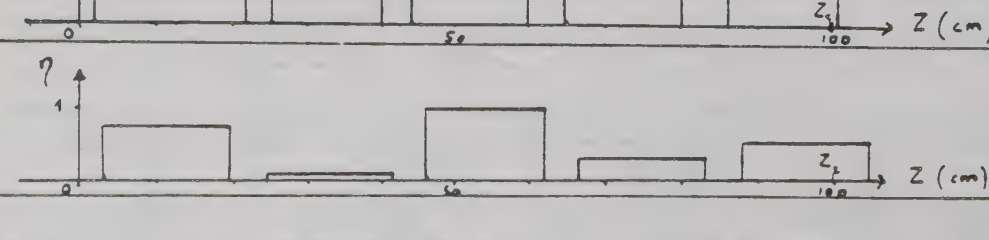
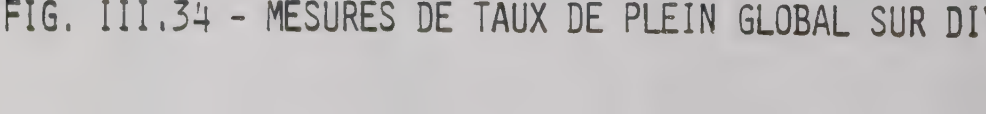
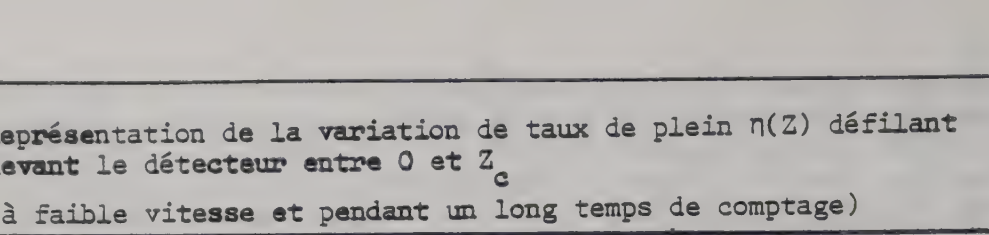
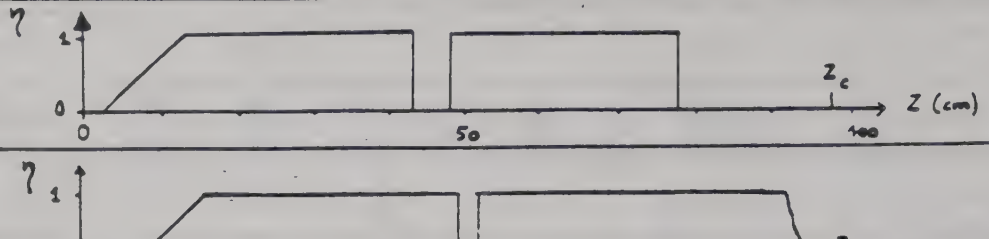
Représentation de la variation de taux de plein $\eta(Z)$ défilant devant le détecteur entre 0 et Z_c (à faible vitesse et pendant un long temps de comptage)	Taux de plein moyen	Taux de plein mesuré global
	0.666	0.624
	0.666	0.628
	0.666	0.624
	0.867	0.769
	0.867	0.782
	0.867	0.732
	0.867	0.737
	0.538	0.533
	0.586	0.576
	0.742	0.714
	0.550	0.536
	0.500	0.547
	0.630	0.648
	0.635	0.553
	0.638	0.557
	0.679	0.535
	0.800	0.707
	0.384	0.382

FIG. III.34 - MESURES DE TAUX DE PLEIN GLOBAL SUR DIVERSES VARIATION

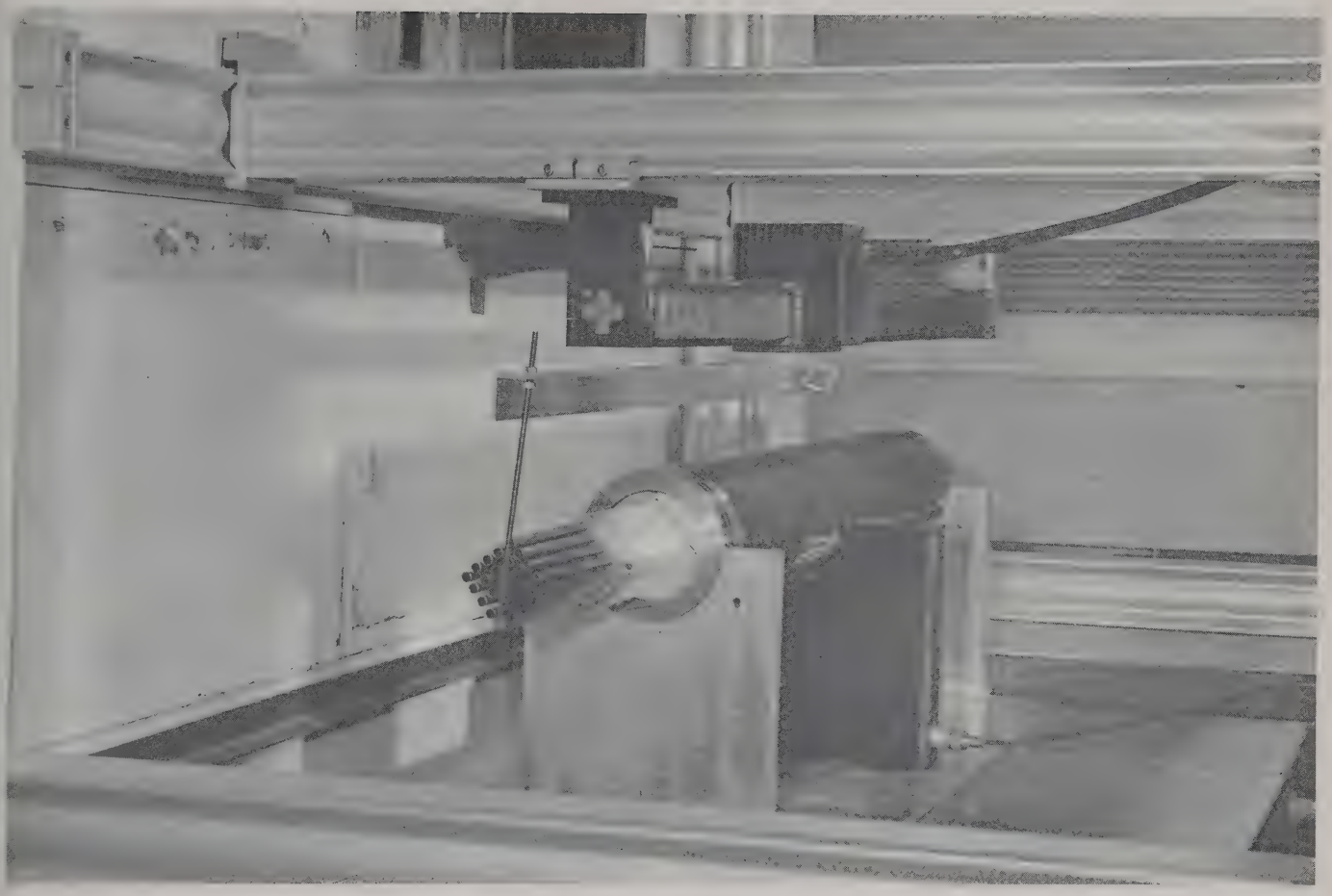


FIG. IV.1 - SECTION D'ESSAI DE GEOMETRIE COMPLEXE

L = 6 cm : Longueur moyenne de canal vu du détecteur

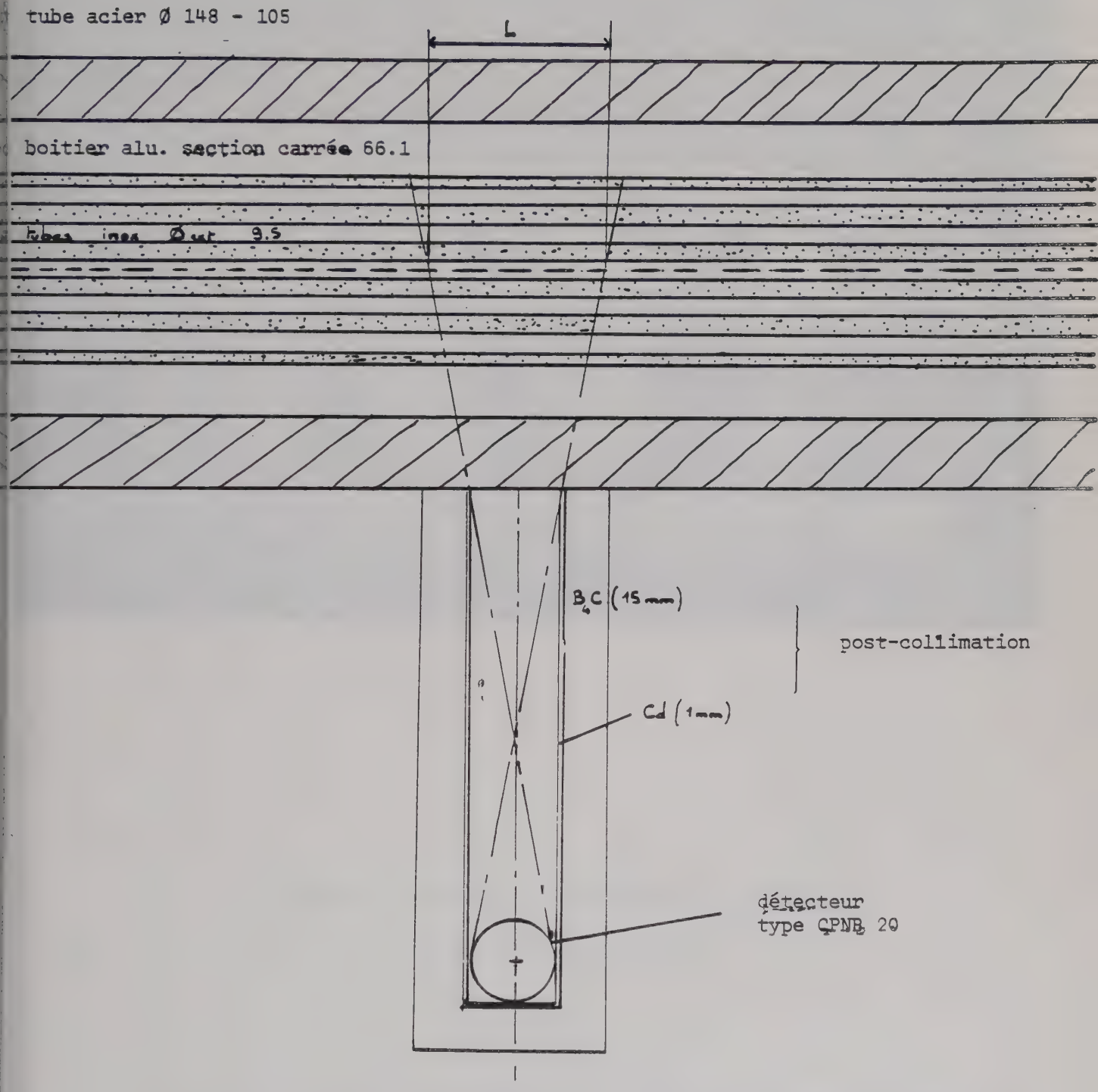


FIG. IV.2 - COUPE DE LA SECTION D'ESSAI EN GEOMETRIE COMPLEXE

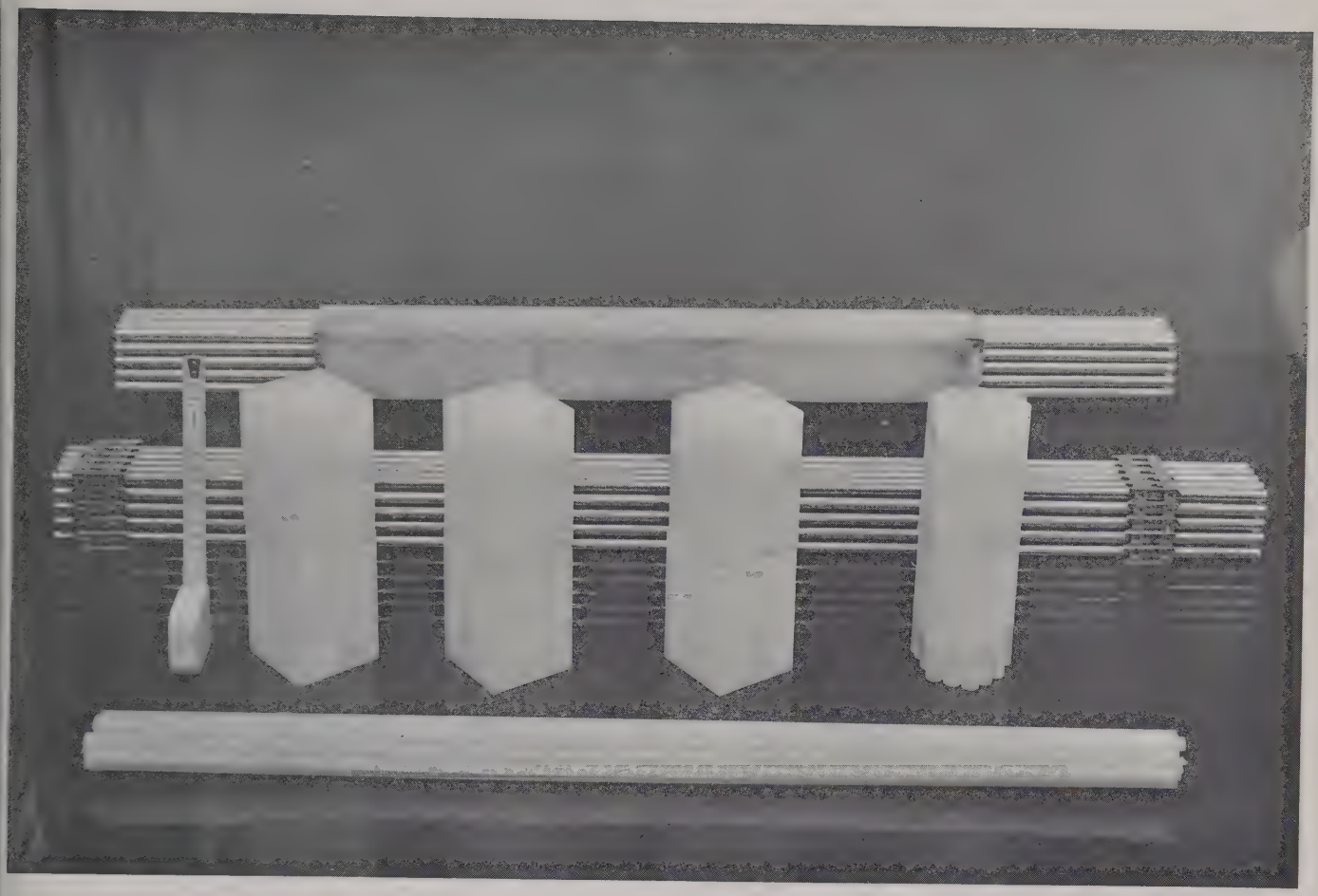
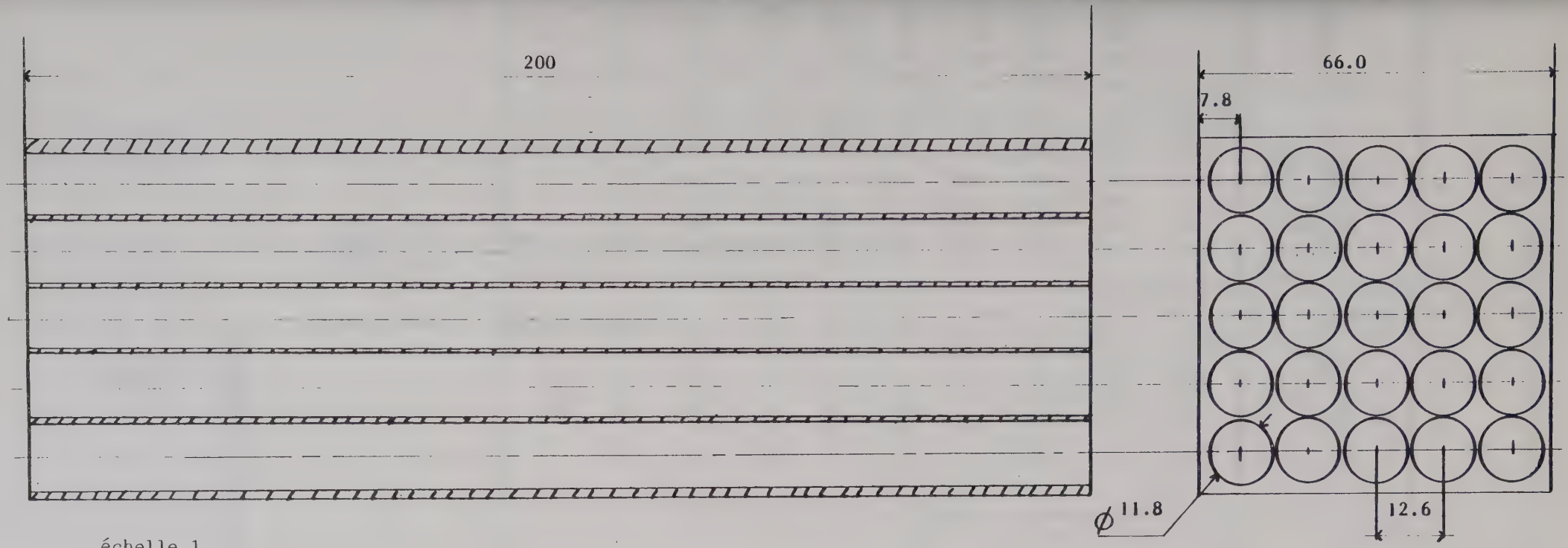


FIG. IV.3 - FORMES DE NYLON POUR ETALONNAGE
EN GEOMETRIE COMPLEXE



échelle 1

taux de plein simulé : $\eta = 0.62$

FIG. IV.4 - FORME DE NYLON POUR ETALONNAGE AUX FORTS TAUX DE PLEIN

FORME DE SIMULATION UTILISEE	SECTION DE LIQUIDE SIMULEE S (mm^2)	COMPTAGE EN CPS (pour 10 cps réf) $c \pm \sigma$	REPONSE NORMALISEE $r = \frac{c - c_0}{c_1 - c_0}$	$\eta = \frac{S}{2486}$
prisme 65.4 x 65.4 25 Ø 9.55	2486	27 502 ± 255	1 ± 0,023	1
prisme 65.4 x 65.4 25 Ø 10.24	2218	25 464 ± 297	0,818 ± 0,027	0,892
prisme 65.4 x 65.4 25 Ø 10.98	1910	23 397 ± 235	0,633 ± 0,021	0,768
prisme 65.4 x 65.4 25 Ø 11.80	1543	21 505 ± 250	0,465 ± 0,022	0,621
25 tubes 12.6/10	1154	19 787 ± 152	0,311 ± 0,014	0,464
16 ronds Ø 8	804	19 000 ± 148	0,241 ± 0,013	0,323
12 ronds Ø 8	607	17 857 ± 243	0,139 ± 0,022	0,243
8 ronds Ø 8	402	17 167 ± 173	0,077 ± 0,015	0,162
4 ronds Ø 8	201	16 700 ± 138	0,036 ± 0,012	0,081
-	0	16 300 ± 143	0 ± 0,013	0

FIG. IV.5 - TABLEAU D'ETALONNAGE

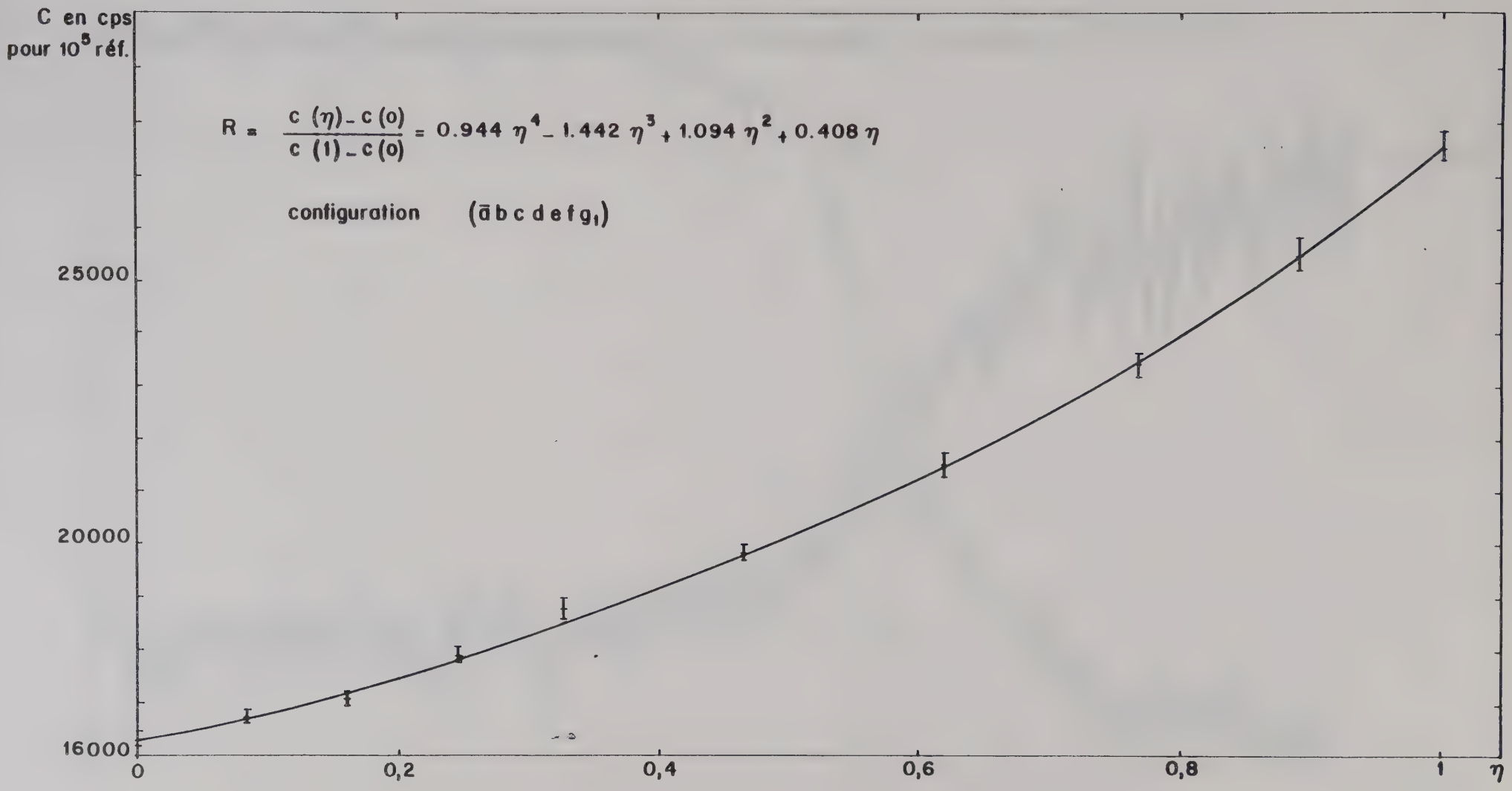


FIG. IV.6 - ETALONNAGE DE LA MESURE POUR UNE GÉOMÉTRIE COMPLEXE

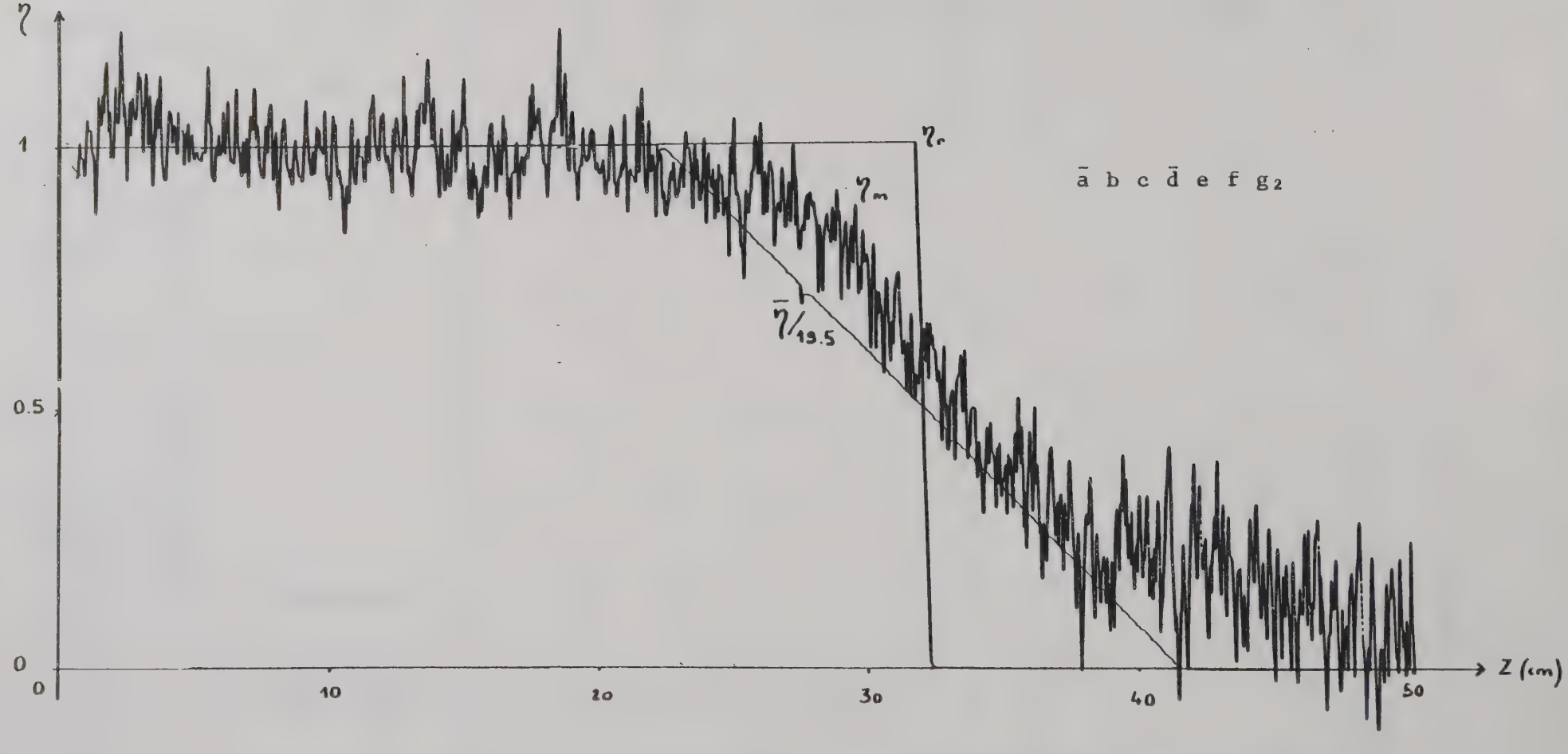


FIG. IV.7 - TAUX DE PLEIN DEDUIT DE LA REPONSE AU BOUCHON (CANAL Ø 220)

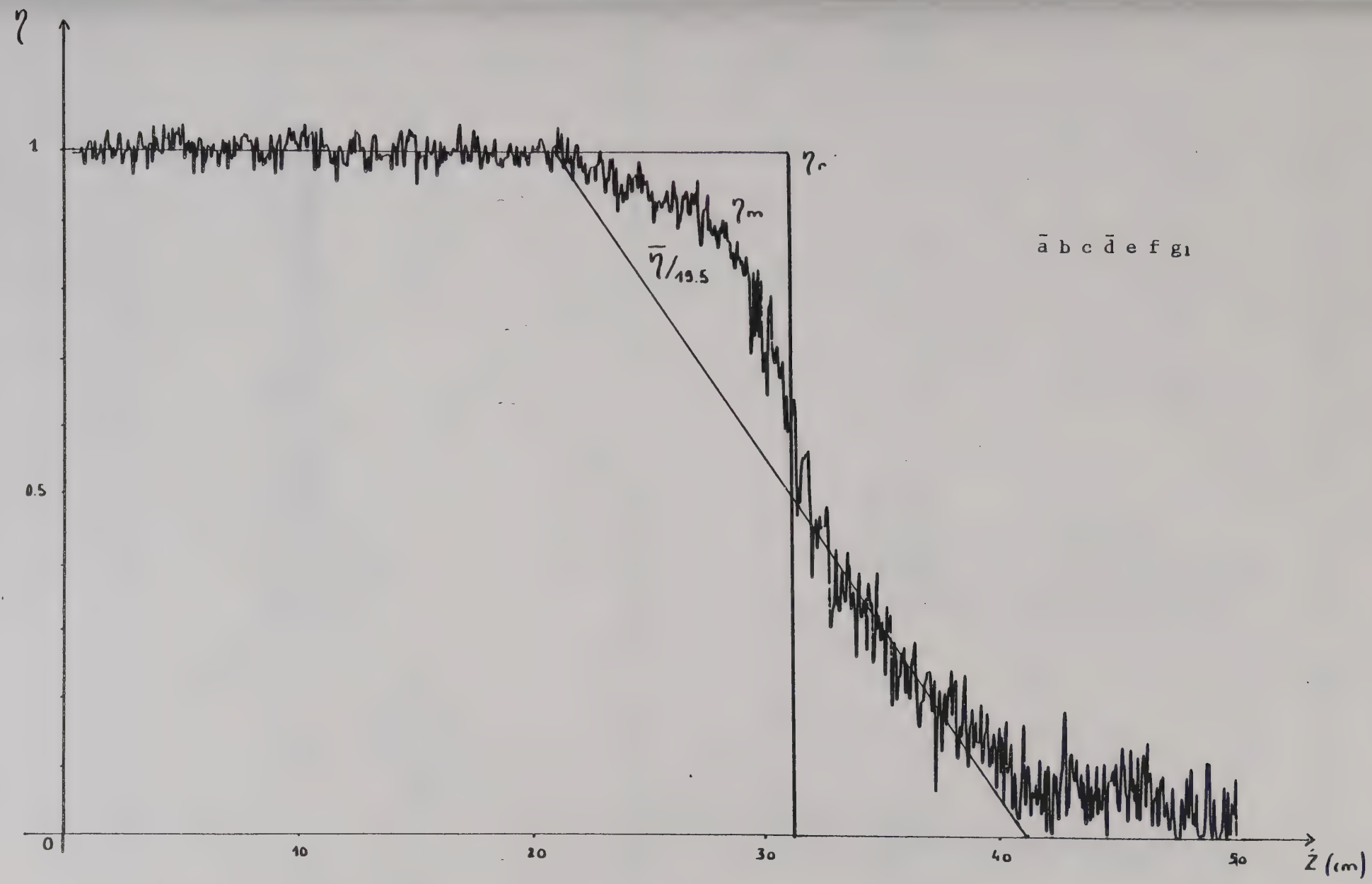
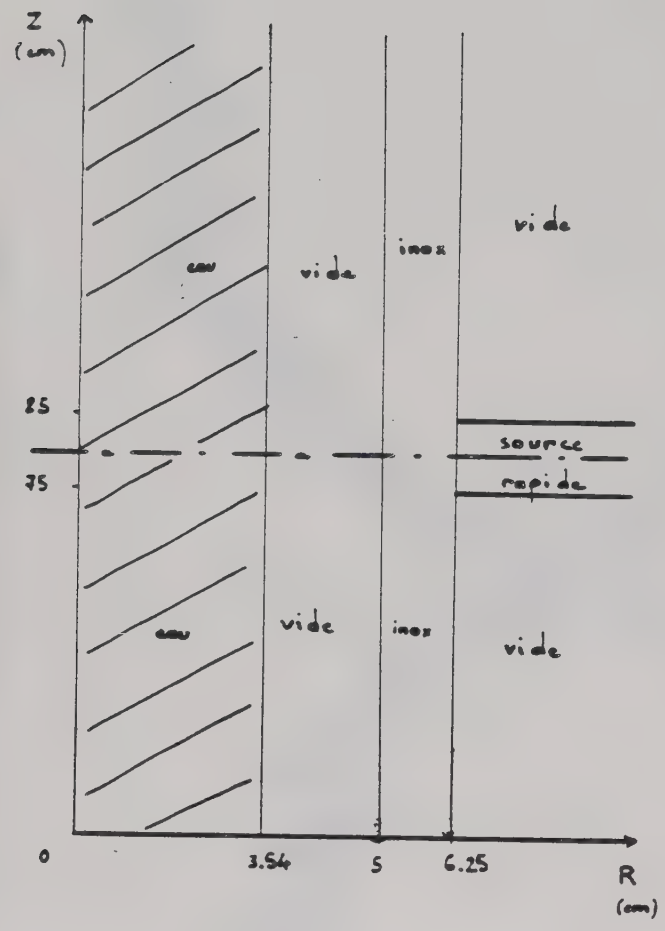
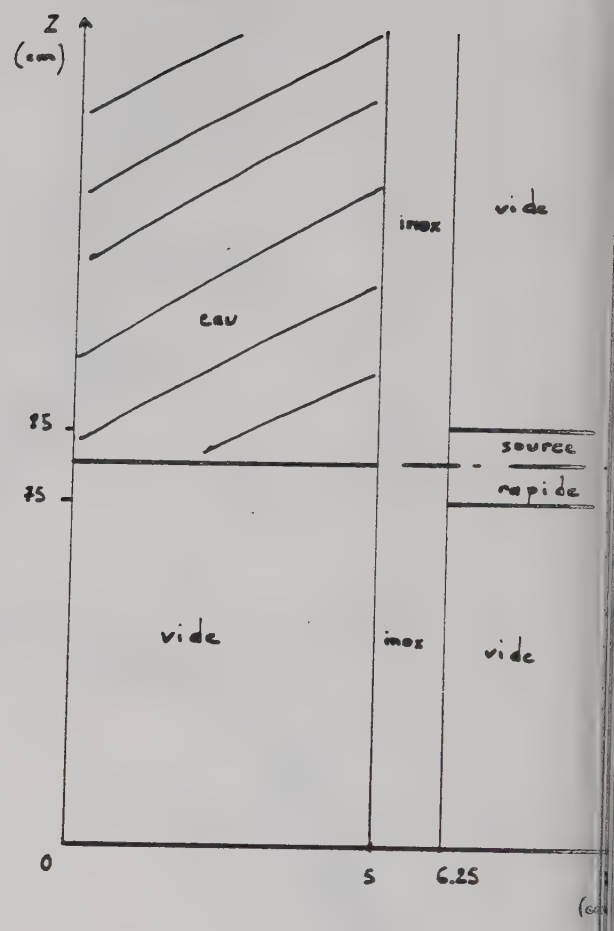


FIG. IV.8 - TAUX DE PLEIN DEDUIT DE LA REPONSE AU BOUCHON (CANAL Ø 148)





cas n° 1
cylindre étalon
n = 0.5

cas n° 2
variation "bouchon"
0 < n < 1

FIG. A.1 - DESCRIPTION DES ZONES ET DES COMPOSITIONS POUR LE CALCUL "DIANE"

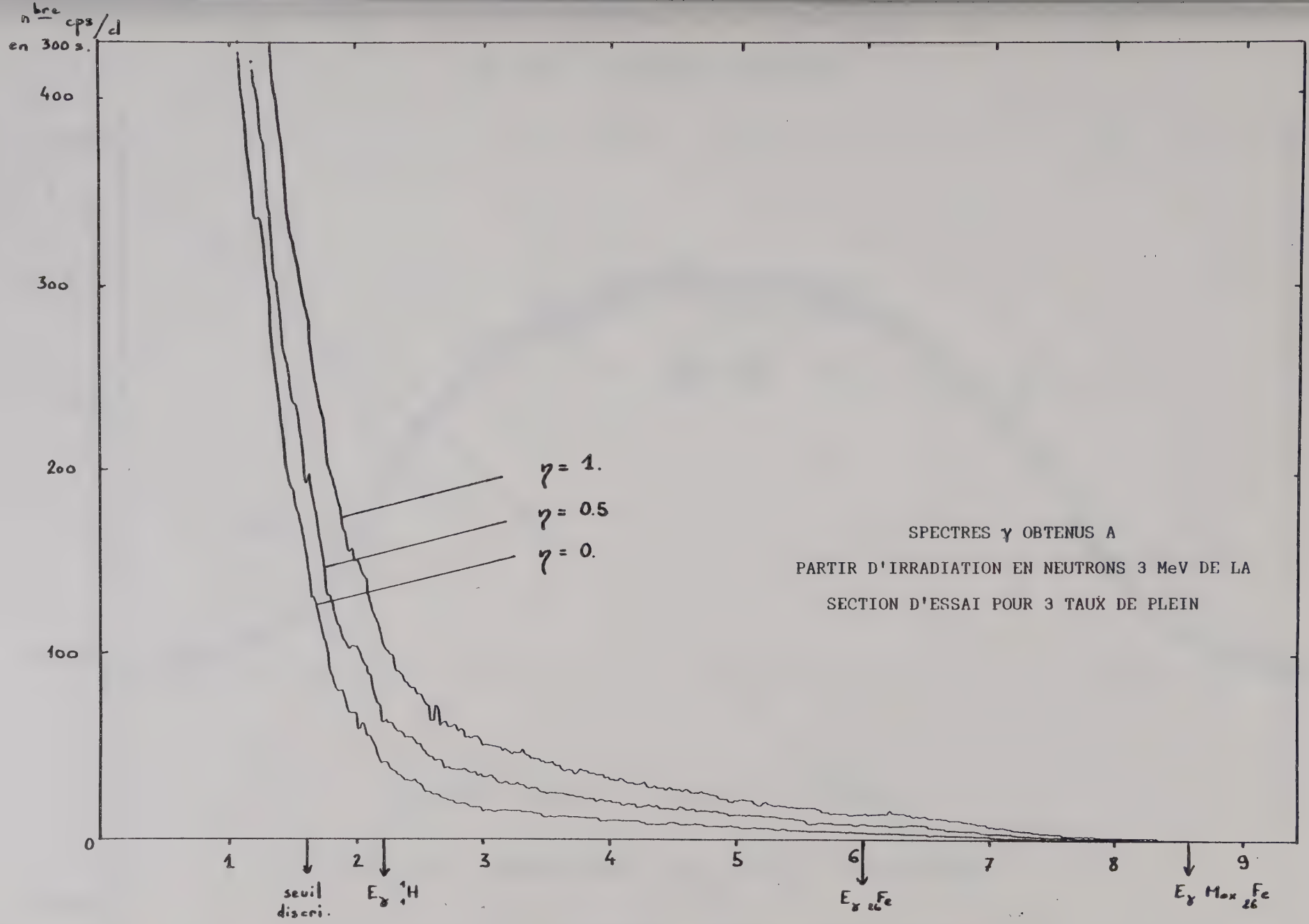


FIG. A.2 - SPECTRES γ POUR 3 TAUX DE PLEIN

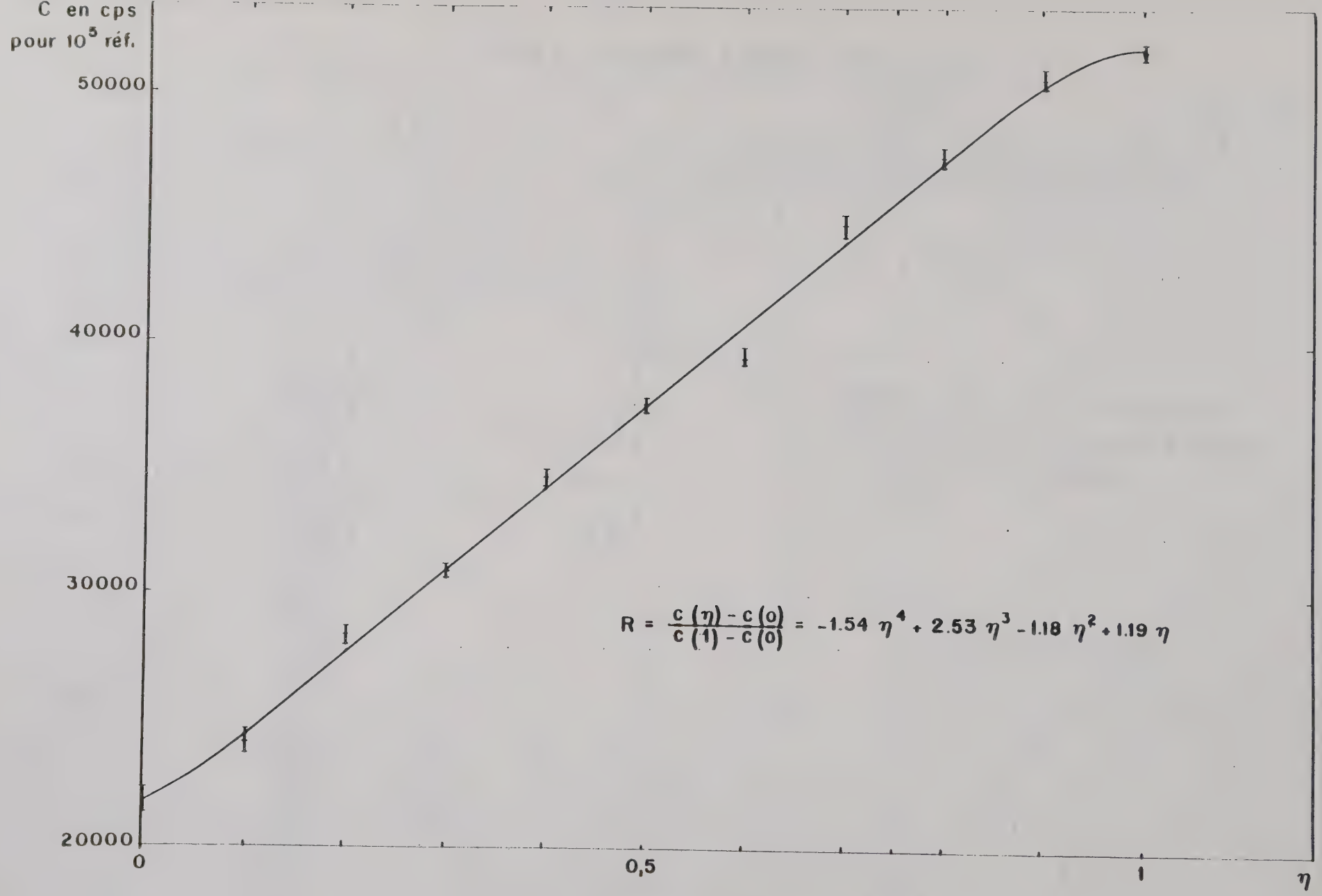
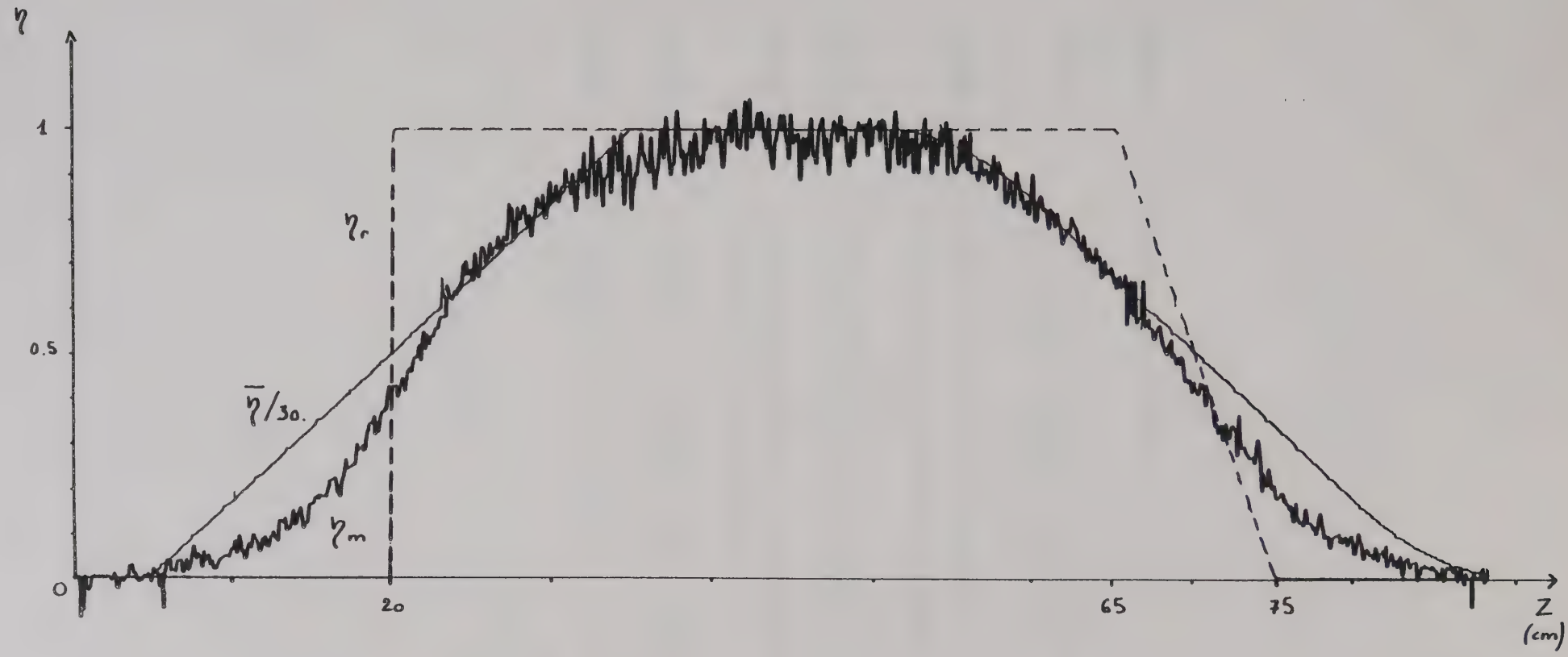


FIG. A.3. - ETALONNAGE EN DETECTION γ



CAS DE FORTS GRADIENTS EN REGIME LENTEMENT VARIABLE

FIG. A.4 - COMPARAISON $\eta_{/30_{CM}}$ ET η_{M} - DETECTION γ

A N N E X E S

Annexe 1 : Calculs de diffusion

Annexe 2 : Choix du nylon comme simulation neutronique de l'eau vis à vis de la méthode de diffusion

Annexe 3 : Calcul du taux de plein moyen sur le volume de contrôle pour différentes variations

Annexe 4 : Méthode de détection d'un rayonnement γ secondaire

Annexe 5 : Symbolisme utilisé pour la description simplifiée des configurations expérimentales

Annexe 6 : Solutions de l'équation "âge + diffusion"

Annexe 7 : Atténuation en ligne droite de la source de neutrons diffusés.

oooOOOooo

ANNEXE 1

CALCULS DE DIFFUSION

Des calculs neutroniques sur la base de la méthode de Monte Carlo (code TRIPOLI {48})èn trois dimensions ont été élaborés par G. DUCROS {1} dans le cadre d'une étude d'optimisation de l'énergie des neutrons incidents en fonction du diamètre du canal sur lequel porte la mesure.

Cette méthode mathématique a semblé la plus adaptée à la description des phénomènes neutroniques de ralentissement et de diffusion dans une géométrie cylindrique.

Seulement ce type de calcul est long à mettre en oeuvre et s'avère en plus fort couteux. Le but de cette étude théorique se limitant à un cas très particulier nous nous sommes contenté de calculs de diffusion plus classiques.

Nous cherchons en effet simplement à mettre en évidence le caractère neutronique du phénomène qui se traduit par un décalage important de la réponse à une forte variation de taux de vide (bouchon), par rapport à un cylindre de même volume (étalonnage).

C'est pourquoi nous avons utilisé un code de diffusion en deux dimensions (r,z) : le code DIANE {49}. Le code DIANE est destiné au calcul des réacteurs et peut poser des problèmes dans le cas d'une configuration sous critique telle que celle que nous décrivons.

Aussi nous avons défini la source de neutrons rapides à partir d'une section efficace macroscopique de fission dans le groupe rapide (de 2 à 10 MeV), la valeur de cette section efficace étant choisie pour obtenir un coefficient de multiplication effectif de l'ensemble voisin de 1.

.../...

Les sections efficaces de réaction utilisée dans les différentes zones et les 4 macrogroupes choisis ont été calculés par le code APOLLO {50}

Le code DIANE nous permet donc dans les deux géométries définies (fig. A.1) de calculer les flux de neutrons thermiques diffusés dans toutes les zones.

Ce qui nous intéresse particulièrement est le flux thermique moyen dans l'eau dans les deux cas. Sachant que les volumes de toutes les zones décrites sont identiques on obtient des valeurs de coefficient de multiplication effectif et de puissance identiques dans les deux cas décrits. On peut donc se référer directement au rapport des flux. Ainsi le rapport des flux thermiques moyens dans l'eau du cas n° 1 au cas n° 2 est de 1,61.

Ce résultat confirme donc le comportement expérimental observé, à savoir que à volume égal le ralentissement des neutrons rapides de la source est plus efficace dans le cas n° 1.

ANNEXE 2

SIMULATION DE L'ECOULEMENT PAR UN MATERIAU HYDROGENE

Dans cette étude nous avons choisi l'ensemble nylon-air comme simulation neutronique de l'écoulement diphasique eau-vapeur d'eau. Vis à vis des neutrons c'est en effet essentiellement la proportion d'hydrogène qui est importante. Nous comparons ainsi plusieurs matériaux :

1. Nylon

molécule $(C_6\ H_{11}\ N\ O)_n$ polyamide

densité 1,14

proportion d'hydrogène dans la molécule (en atomes grammes) :

$$x_{nylon} = \frac{11}{72 + 11 + 14 + 16} = 0,097 \quad x_{eau} = \frac{2}{16 + 2} = 0.111$$

taux d'hydrogène par rapport à l'eau :

$$n = 1,14 \times \frac{0.097}{0.11} = 0,999$$

La section efficace de diffusion du nylon sera donc sensiblement la même que celle de l'eau. Par contre, les absorptions de l'azote étant importantes la section efficace d'absorption sera beaucoup plus grande. Au total, le choix du nylon se traduit par des comptages inférieurs de 10 % à ceux que l'on aurait eus avec de l'eau.

2. Plexiglas

molécule $(C_5\ H_8\ O_2)_n$ métacrylate de méthyle

densité 1,18

L'intérêt du plexiglas réside dans l'absence d'azote. Par contre, le taux d'hydrogène : $n = 1,18\ \frac{0,08}{0,11} = 0.85$ est plus faible.

Enfin il est plus cher que le nylon et se travaille moins bien mécaniquement.

3. Delrin

molécule $(C\ H_2\ O)_n$ polyethylène oxyde

densité 1,42

$n = 1{,}42\ \frac{0.067}{0.11} = 0.85$ proportion d'hydrogène faible mais le delrin a l'avantage d'avoir une très bonne tenue mécanique.

oooOOOooo

ANNEXE 3

CALCUL DU TAUX DE PLEIN MOYEN SUR LE VOLUME DE CONTROLE

Définition :

$$\bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2a} \int_{z-a}^{z+a} \eta(\ell)\, d\ell$$

"Volume" de contrôle : longueur 2a de la section droite de l'écoulement.

I. TAUX DE PLEIN MOYEN SIMULE PAR UN PARABOLOIDE DE NYLON DE GRADIENT G.

$$\eta(\ell) = \begin{cases} 0 \text{ si } \ell < 0 \\ G\ell \text{ si } 0 < \ell < \frac{1}{G} \\ 1 \text{ si } \ell < \frac{1}{G} \end{cases}$$

* Si $\frac{1}{G} > 2a$

- $Z < -a$ $\quad \bar{\eta}(Z) = 0$
- $-a < Z < a$ $\quad \bar{\eta}(Z) = \frac{G}{4a}(Z^2 + 2aZ + a^2)$
- $a < Z < \frac{1}{G} - a$ $\quad \bar{\eta}(Z) = GZ = \eta(Z)$
- $\frac{1}{G} - a < Z < \frac{1}{G} + a$ $\quad \bar{\eta}(Z) = -\frac{G}{4a} Z^2 + \frac{1 + aG}{2a} Z - \frac{1}{4aG} - \frac{aG}{4} + \frac{1}{2}$
- $Z > \frac{1}{G} + a$ $\quad \bar{\eta}(Z) = 1$

* Si $\frac{1}{G} < 2a$

  * $Z < -a \quad \bar{\eta}(Z) = 0$

  * $-a < Z < \frac{1}{G} - a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{G}{4a}(Z^2 + 2aZ + a^2)$

  * $\frac{1}{G} - a < Z < a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{Z}{2a} + \frac{1}{2} - \frac{1}{4aG}$ droite de pente $\frac{1}{2a}$

  * $a < Z < \frac{1}{G} + a \quad \bar{\eta}(Z) = -\frac{G}{4a} Z^2 + \frac{\{1 + aG\}}{2a} Z - \frac{1}{4aG} - \frac{aG}{4} + \frac{1}{2}$

  * $Z > \frac{1}{G} + a \quad \bar{\eta}(Z) = 1$

II. TAUX DE PLEIN MOYEN SIMULE PAR UN CONE DE NYLON DE LONGUEUR L

variation de taux de plein $\eta(\ell) = \begin{cases} 0 \text{ si } \ell < 0 \\ \frac{Z^2}{L^2} \text{ si } 0 < \ell < L \\ 1 \text{ si } \ell > L \end{cases}$

* Si $L > 2a$

  * $Z < -a \quad \bar{\eta}(Z) = 0$

  * $-a < Z < a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2aL^2} \frac{(Z + a)^3}{3}$

  * $a < Z < L \quad -a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{Z^2}{L^2} + \frac{a^2}{3L^2}$

  * $L - a < Z < L + a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{(Z - a)^3}{6aL^2} + \frac{Z}{2a} + \frac{1}{2} - \frac{L}{3a}$

  * $Z > L + a \quad \bar{\eta}(Z) = 1$

* Si $L < 2a$

* $Z < -a \quad \bar{\eta}(Z) = 0$

* $a < Z < L - a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2aL^2} \frac{(Z + a)^3}{3}$

* $L - a < Z < a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{1}{2a} Z + \frac{1}{2} - \frac{L}{3a}$ droite de pente $\frac{1}{2a}$

* $a < Z < L + a \quad \bar{\eta}(Z) = - \frac{(Z - a)^3}{6aL^2} + \frac{Z}{2a} + \frac{1}{2} - \frac{L}{3a}$

* $Z > L + a \quad \bar{\eta}(Z) = 1$

III - TAUX DE PLEIN MOYEN SIMULE PAR UN BOUCHON

$$\begin{cases} \eta(\ell) = 0 \text{ si } \ell < 0 \\ \eta(\ell) = 1 \text{ si } \ell > 0 \end{cases}$$

* $Z < -a \quad \bar{\eta}(Z) = 0$

* $-a < Z < a \quad \bar{\eta}(Z) = \frac{Z}{2a} + \frac{1}{2}$ droite de pente $\frac{1}{2a}$

* $Z > a \quad \bar{\eta}(Z) = 1$

oo000oo

ANNEXE 4

DETECTION D'UN RAYONNEMENT GAMMA SECONDAIRE

1. PRINCIPE DE LA MESURE

Parallèlement à la méthode de diffusion, il est possible de s'intéresser à une mesure de rayonnement gamma émis par la section d'essai pendant l'irradiation en neutrons de 3 MeV ou de 14 MeV.

Les expérimentateurs qui ont appliqué la technique de "Pulsed Neutron Activation" ont noté de nombreuses réactions de capture parasites du type (n, γ) [44].

Ces réactions produisent un rayonnement gamma suffisamment énergétique pour perturber la mesure des gammas de 6,13 MeV émis à la suite de l'activation de l'oxygène de l'eau (cf. § I.2.3).

Dans notre cas, trois réactions principales peuvent justifier la présence d'un rayonnement γ suffisament énergétique intéressant.

* capture de l'hydrogène

(1) $\quad {}^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{2}_{1}D + \gamma$

$E\gamma \sim 2{,}2$ MeV

σ (0,025eV) = 0,33 b

* capture du fer

(2) $^{57}_{26}Fe + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{57}_{26}Fe + \gamma$

principalement = $E\gamma$ = 8,6 MeV (48 %) ; 6,0 MeV (24 %)

σ (0 025 eV) = 2,6 barns

* activation de l'oxygène (en 14 MeV seulement)

(3) $^{16}_{8}O + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{16}_{8}O^{*} + \gamma$ $\quad E\gamma = 6,13$ MeV

σ (14 MeV) = 0,29 barns (réaction (n,n') + (n,p))

Dans ces trois réactions un comptage γ nous permet de remonter à la proportion d'hydrogène (1), à la proportion d'oxygène (3) ou au nombre de neutrons thermiques (1) et (2), c'est-à-dire indirectement à la proportion d'hydrogène.

Les réactions de capture (1) et (2) sont intéressantes parce qu'elles produisent un rayonnement γ suffisament énergétique pour être discerné du bruit de fond γ global. Nous avons ainsi effectué quelques essais montrant que ces réactions et en particulier la réaction sur le fer de la canalisation peut être parfaitement utilisé pour une détermination du taux de vide moyen dans une section d'écoulement.

2. ESSAIS D'UNE METHODE DE MESURE γ

* section d'essai :
  canal de 10 cm de diamètre : 100 x 12,5
* source de neutrons 3 MeV
* détecteur : scintillateur - photomultiplicateur
  (Ø 50 mm, L ∿ 200 mm) HT ≃ 550 V
  BT = 24 V
* comptages : analyseur Camberra 1024 cx et échelles de comptage SCHLUMBERGER
* précompte : mesure neutrons avec CPNB 20
* post-collimation de plomb autour du scintillateur
  → diminution du volume de contrôle
  → diminution du flux de neutrons rapides vu par le scintillateur

1. - Analyse d'amplitude et réglage du seuil discriminateur

L'emploi d'une telle méthode de détection permet d'éliminer le bruit de fond γ à l'aide d'un réglage du seuil discriminateur. Le réglage du seuil est alors un compromis entre deux facteurs :

* obtention d'un fort taux de comptage (seuil bas)
* obtention d'un fort contraste (seuil haut)

Les spectres obtenus pour 3 taux de plein différents permettent déjà d'observer le contraste de ce type de mesure puisque pour tous les canaux, pendant un même temps de comptage de 300 s., on observe une différence important de comptage (fig. A.2).

On réglera alors le seuil discriminateur de manière à ce qu'il n'autorise pas le comptage des γ d'énergie inférieure à 1,5 MeV.

2. - Etalonnage et mesure du volume de contrôle

Dans ces conditions on obtient la courbe d'étalonnage (fig.A.3)

Les caractéristiques comparées de la mesure γ ainsi définie et de la mesure de neutrons diffusés dans la même configuration expérimentale (tableau ci-dessous) montrent que ces deux méthodes sont très voisines :

	C_0 (cps pour 10^5 ref.)	C_1 (cps pour 10^5 réf.)	Contraste C_1/C_0	$\Delta R = \frac{2\Delta C_1}{C_1 - C_0}$
Mesure neutrons avec poudre de bore	32 600	72 100	2,1	0,014
Mesure γ	21 700	51 550	2,37	0,015
Mesure neutrons sans poudre de bore	18 300	45 500	2,5	0,016

Le volume de contrôle obtenu dans cette méthode est assez important (de l'ordre de 30 cm). Ceci est dû à l'angle solide plus important déterminé par le diamètre de l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur (Ø 5 cm). Dans ces conditions les taux de plein mesurés dans le cas de fortes variations axiales présentent déjà des décalages par rapport aux taux de plein moyen (fig. A.4).

Il semble donc, que cette mesure γ peut constituer un complément intéressant à la mesure neutrons, dans les cas d'utilisation de la raie de 3 MeV. Il suffit d'améliorer un peu l'angle solide de détection

γ en utilisant un scintillateur plus petit ou en diminuant la fenêtre de la post-collimation de plomb. On obtiendra ainsi un volume de contrôle plus faible et la mesure obtenue sera plus intéressante.

Il faut tout de même noter que cette mesure, comme la plupart des mesures γ, est difficilement applicable sur les écoulements activés des réacteurs nucléaires.

ANNEXE 5

DESCRIPTION SIMPLIFIEE DE LA CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Les nombreuses possibilités de configuration expérimentale conduisent à indiquer simplement dans chaque essai présenté, la configuration précise utilisée. Le symbolisme utilisé permet ainsi de coder l'ensemble de la configuration, cette annexe servant constamment de référence.

a) avec collimateur source 5 x 12 (cm)
$\bar{a}$) sans collimateur source
b) énergie neutrons source : 3 MeV
b_1) énergie neutrons source : 14 MeV
c) post collimation Cd - B_4C
c_1) post collimation Cd - B_4C + bacs de poudre de bore
c_2) post collimation bacs de poudre de bore
$\bar{c}$) sans post-collimation
d) avec cage de protection de la section d'essai (Cd - B_4C)
$\bar{d}$) sans cage
e) détecteur sous le canal
$\bar{e}$) détecteur au-dessus du canal
f) détecteur nu
f_1) détecteur sous écran de Cd
$f - f_1$) réponse aux neutrons thermiques seuls (énergie < 0,6 eV)
g) avec canal d'acier inox Ø 100 x 12,5
$\bar{g}$) sans canal d'acier
g_1) avec canal d'acier Ø 148 x 21,5 et grappes de 25 tubes inox
g_2) avec canal d'acier Ø 148 x 21,5 et grappes de 25 tubes inox + canal d'acier Ø 225 extérieur.

ANNEXE 6

SOLUTIONS DE L'EQUATION

"AGE + DIFFUSION"

EN COORDONNEES CYLINDRIQUES

Nous cherchons des solutions adaptées aux conditions physiques du ralentissement et de la diffusion des neutrons dans un modérateur homogène de géométrie cylindrique.

* $q(r,z,\tau)$: densité de ralentissement à l'âge τ

* $\emptyset(r,z)$: flux diffusé

* $\tau = \int_0^u \frac{D(u')}{\Sigma_t(u')}\, du'$

* $P = \exp\left[-\int_0^u \frac{\Sigma a(u')}{\Sigma_t(u')}\, du'\right]$

* $D = \frac{1}{3\Sigma_{+r}} = \frac{0.71}{3\Sigma_t}$

* τ_{th} : âge des neutrons thermiques - $\tau_{th} = \int_0^{u_{th}} \frac{D(u')}{\Sigma+(u')}\, du'$

* $SF_a(z)$: terme source rapide $SF_a(z) = \begin{cases} S \text{ si } -a/2 < z < a/2 \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}$

I - RESOLUTION DE L'EQUATION DE L'AGE (1) et (2)

EQUATIONS DE BASE

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 q}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial q}{\partial r} + \dfrac{\partial^2 q}{\partial z^2} = \dfrac{\partial q}{\partial \tau} & (1) \\ q(r,\bar{z},0) = S\ Fa(z) & (2) \end{cases}$$

(pour raisons de symétrie la position angulaire ϕ n'intervient pas)

Hypothèse : milieu ralentisseur homogène de densité moyenne ρ de longueur infinie et de rayon R.

transformée de LAPLACE : $s(r,z,p) = TL[q(r,z,\tau)]$

(1) $$\frac{\partial^2 s}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial s}{\partial r} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} = ps - S\ F_a(z)$$

transformée de FOURIER : $f(r,\zeta,p) = TF[s(r,z,p)]$

(1) $$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial r} + \zeta^2 f = pf - \frac{S}{\sqrt{2\pi}}\frac{\sin \zeta a/2}{\zeta}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial r} + (\zeta^2 - p)f = -\frac{S}{\sqrt{2\pi}}\frac{\sin \zeta a/2}{\zeta}$$

si $\zeta^2 - p \leq 0$

solution générale

$$f(r,\zeta,p) = A\, I_o\left(\sqrt{p-\zeta^2}\, r\right) + B K_o\left(\sqrt{p-\zeta^2}\, r\right) - \frac{S}{(\zeta^2-p)} \frac{\sin(\zeta a/2)}{\zeta\sqrt{2\pi}}$$

conditions aux limites : densité finie en $r = 0 \Rightarrow B = 0$

$$f(r,\zeta,p) = A\, I_o\left(\sqrt{s-\zeta^2}\, r\right) - \frac{S}{(\zeta^2-p)} \frac{\sin(\zeta a/2)}{\zeta\sqrt{2\pi}}$$

La solution $q(r,z,\zeta)$ ne peut être exprimée analytiquement que sous forme d'intégrale double, représentant les transformées inverses de LAPLACE et FOURIER. Nous cherchons donc des solutions plus simples sous la forme de fonctions à variables séparées.

I.1 - HYPOTHESE 1 : séparation des variables r et τ

On prend la transformée de FOURIER de (f)

avec $f(r,\zeta,\tau) = TF\,[q(r,z,\tau)]$:

$$(1) \Rightarrow \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial r} + \zeta^2 f = \frac{\partial \emptyset}{\partial \tau} \; ; \; (2) \Rightarrow f(r,\zeta,o) = -\frac{S}{\sqrt{2\pi}} \sin\left(\zeta\frac{a}{2}\right)/\zeta$$

On suppose alors les variables indépendantes dans la transformée : $f(r,\zeta,\tau) = f_r(r,\zeta) \times f_\tau(\zeta,\tau)$

$$(1) \Rightarrow f_\tau \frac{\partial^2 f_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} f_\tau \frac{\partial f_r}{\partial r} + \zeta^2 f_r f_\tau = f_r \frac{\partial f_\tau}{\partial \tau}$$

$$\frac{1}{f_r}\left[\frac{\partial^2 f_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial f_r}{\partial r} + \zeta^2 f_r\right] = \frac{1}{f_\tau}\frac{\partial f_\tau}{\partial \tau}$$

Cette équation est valable quelles que soient les variables r et τ donc nécessairement :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{f_r}\left[\dfrac{\partial^2 f_r}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial f_r}{\partial r} + \zeta^2 f_r\right] = C^{te} = \lambda' \\ \dfrac{1}{f_\tau}\dfrac{\partial f_\tau}{\partial \tau} = \lambda' \end{cases}$$

la solution physiquement acceptable est donc :

$$\begin{cases} f_r = A\, J_0\,[\sqrt{\zeta^2+\lambda}\; r] \\ f_\tau = e^{-\lambda\tau} \end{cases} \qquad \begin{array}{l}(\text{densité finie en } r = 0 \\ \text{avec } \lambda = C^{te} > 0 \;(\lambda = -\lambda')\end{array}$$

d'où $\quad f(r,\zeta,0) = A\, e^{-\lambda\tau}\, J_0\,[\sqrt{\zeta^2+\lambda}\; r]$

$$f(0,\zeta,0) = A = \frac{S}{\sqrt{2\pi}}\;\frac{\sin \zeta a/2}{\zeta}$$

donc $\quad q(r,z,\tau) = \dfrac{S}{\sqrt{2\pi}}\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda\tau}\,\frac{\sin\zeta a/2}{\zeta}\,J_0[\sqrt{\zeta^2+\lambda}\; r]\; e^{i\zeta z}\,d\zeta$

La solution $q(r,z,\tau)$ est donc à variables r et τ séparées, si et seulement si, la constante λ est indépendante de ζ.

On obtient alors :

$$q(r,z,\tau) = \frac{S}{\sqrt{2\pi}}\; e^{-\lambda\tau}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sin\zeta a\sqrt{2}}{\zeta}J_0[\sqrt{\zeta^2+\lambda}\; r]e^{i\zeta z}dz$$

(par transformée inverse de FOURIER)

On peut donc écrire $q(r,z,\tau)$ sous la forme $e^{-\lambda\tau} q_\tau(z,z)$, ce qui correspond à une factorisation espace-énergie.

On obtient une forme de factorisation équivalente, si l'on fait l'hypothèse de séparation des variables z et τ.

I.2 - HYPOTHESE 2 : séparation des variables z et r

On prend la transformée de LAPLACE de l'équation (1)

$$s(r,z,p) = T.L.[q(r,z,\tau)]$$

$$(1) \Longrightarrow \frac{\partial^2 s}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial s}{\partial r} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} = ps - SF_a(z)$$

hypothèse : $s(r,z,p) = s_r(r,p).s_z(z,p)$

$$(1) \Rightarrow \frac{\partial^2 s_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial s_r}{\partial r} - (p + \mu')s_r = 0$$

$$\frac{\partial^2 s_z}{\partial z^2} + S\,F_a(z) = \mu' s_z \qquad (\mu = -\mu',\ C^{te} > 0)$$

$$s(r,z,p) = \left[A\cos\sqrt{\mu}\, z + \frac{S}{\mu} F_a(z)\right]\ J_0[\sqrt{\mu - p}\, r$$

séparation de z et r $\Longrightarrow$ μ indépendant de p

$$\boxed{q(r,z,\tau) = \left[A\cos\sqrt{\mu}\, z + \frac{S}{\mu} F_a(z)\right] \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} J_0\left[\sqrt{\mu - p}\, r\right] e^{p\tau} dp}$$

avec μ indépendant de p

II - RESOLUTION DE L'EQUATION AGE + DIFFUSION

Equations de base :

$$\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial q}{\partial r} + \frac{\partial^2 q}{\partial r^2} - \frac{j^2}{R^2} q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \qquad (3)$$

$$q(r, z, 0) = S\, F_a(z) \qquad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \left(\frac{\Sigma a}{D} + \frac{j^2}{R^2}\right)\phi + \frac{P}{D}\, q\,(r, z, \tau_{th}) = 0 \qquad (5)$$

Ces équations se ramènent à une résolution en une seule dimension si l'on suppose les variables r et z séparées.

Les solutions obtenues précédemment ne conduisent pas à une forme analytique simple, elles montrent par contre que la solution en r est de la forme :

$q_r = J_0\,(j\,\frac{r}{R})$ si l'on suppose que le flux s'annule au rayon extrapolé $\frac{R}{j}$. 2,405.

$$(3) \Longrightarrow \frac{\partial^2 q_z}{\partial z^2} - \frac{j^2}{R^2} q_z = \frac{\partial q_z}{\partial \tau}$$

On a une solution du type :

$$q_z = \frac{1}{\sqrt{4\pi\tau}}\, e^{-j^2/R^2\tau - z^2/4\tau} + S\, F_a(z) \text{ (noyau de l'équation)}$$

d'où la solution source de l'équation de la diffusion (5) à l'âge thermique τ_{th} :

$$(5) \Longrightarrow \frac{\partial^2 \phi_z}{\partial z^2} - \left(\frac{\Sigma a}{D} + \frac{Dj^2}{R^2}\right)\phi_z + \frac{P\, e^{-\frac{j^2\tau_{th}}{R^2}}}{D\sqrt{4\,\pi\,\tau_{th}}}\, e^{-z^2/4\tau_{th}} + S\, F_a(z) = 0$$

.../...

En prenant l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty}$ de cette équation, on peut obtenir directement la somme des flux des tranches élémentaires dz. En effet, les conditions aux limites imposent :

$$\phi(z) \xrightarrow[z \to \begin{smallmatrix}+\infty\\-\infty\end{smallmatrix}]{} 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi}{\partial z}(z) \xrightarrow[z \to \begin{smallmatrix}+\infty\\-\infty\end{smallmatrix}]{} 0$$

donc $$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 \phi z}{\partial z} dz = 0$$

d'où (5) $$+\left(\Sigma_a + \frac{Dj^2}{R^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(z) dz = \frac{P\, e^{\frac{-j^2 \tau th}{R^2}}}{\sqrt{4\, \pi\, \tau_{th}}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2/4\tau th}\, dz + aS$$

d'où les <u>fuites radiales</u> $$\int_{-\infty}^{+\infty} D\, \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r}\, 2\, \pi\, R\, dz$$

$$\left(\text{avec } \frac{\partial \phi r}{\partial r} = \frac{j}{R} J_1(j) \right) :$$

$$2\, \pi\, D\, J_1(j) \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(z) dz = 2\pi J_1(j) \left[\frac{P\, e^{\frac{-j^2 \tau th}{R^2}}}{\left(\frac{\Sigma a}{D} + \frac{j^2}{R^2}\right) 4\pi\tau th} + \frac{aS}{\frac{\Sigma a}{D} + \frac{j^2}{R^2}} \right] \qquad (6)$$

III - INTERPRETATION DES SOLUTIONS

Facteur anti trappe p :

$$p = \exp - \int_0^{u_{th}} \frac{\Sigma_a(u')}{\Sigma_a(u') + \Sigma_s(u')} \, du'$$

où u_{th} est la léthargie des neutrons thermiques

* âge des neutrons thermiques τ_{th} :

$$\tau_{th} = \int_0^{u_{th}} \frac{D(u')}{\Sigma_s(u') + \Sigma_a(u')} \, du' = \int_0^{u_{th}} \frac{\frac{1}{3\,\Sigma_{tr}(u')}}{\Sigma_s(u') + \Sigma_a(u')} \, du'$$

$$= \int_0^{u_{th}} \frac{0.71 \, du'}{3\,[\Sigma_s(u') + \Sigma_a(u')]^2}$$

$$= \int_0^{u_{th}} \frac{0.71 \quad du'}{3\,\rho^2\,\frac{N^2}{A^2}\,[\sigma_s(u') + \sigma_a(u')]^2}$$

$$= \frac{1}{\rho^2} \quad \frac{0{,}71.A^2}{3\,N^2} \int_0^{u_{th}} \frac{du'}{[\sigma_s(u') + \sigma_a(u')]^2}$$

N : nombre d'Avogadro = $6.02.10^{23}$

A : masse atomique de l'eau = 18 g

ρ : densité moyenne de la double phase dans tout le canal

L'âge peut donc être exprimé comme une fonction de la densité moyenne c'est à dire aussi du taux de plein moyen dans le canal si l'on suppose la densité du mélange uniquement fonction de η :

$$\rho = \eta \rho_o \quad (\rho_o = 1 \text{ g/cm}^3)$$

$$\tau_{th} = \frac{\tau th(1)}{\rho^2} = \frac{\tau th(1)}{\eta^2 \rho o^2}$$

On peut obtenir des solutions du type :

$$\phi(r,z) = \phi_z(z)\ \phi r(r, \rho)$$

dans l'hypothèse de séparation des variables z et τ.

Dans l'hypothèse d'une solution :

$$\phi(r, z) = \phi_r(r)\ \phi_z(z, \rho)$$

on peut exprimer la réponse du détecteur en fonction de ρ.

En prenant l'expression des fuites radiales (6), on peut exprimer,en fonction du taux de plein η, le terme source vu du détecteur :

$$2 \pi D J_1 (j) \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega(z)\phi(z)\, dz$$

où $\Omega(z)$ est une fonction de l'angle solide sous lequel la tranche élémentaire dz est vue du détecteur.

.../...

On fait l'hypothèse $\Omega(z) = \Omega = Cte$ (justification en annexe 7), ce qui suppose le détecteur suffisamment loin du canal.

La réponse du détecteur c peut ainsi s'exprimer :

$$c = 2\pi J_1(j)\Omega \left[\frac{P\, e^{-j^2 \frac{\tau th(1)}{R^2 \rho^2}}}{\left(\frac{\Sigma a(1)}{D(1)} \rho^2 + \frac{j^2}{R^2} \right) 4\pi \frac{\tau th(1)}{\rho^2}} + \frac{a\, S}{\frac{\Sigma a(1)}{D(1)} \rho^2 + \frac{j^2}{R^2}} \right]$$

que l'on peut écrire aussi :

$$c = \frac{e^{-\alpha/\rho^2}}{\beta + \frac{\gamma}{\rho^2}} + \frac{1}{\lambda \rho^2 + \mu}$$

où α, β, γ, λ et μ sont indépendants de ρ.

Cette fonction permet d'obtenir d'après les valeurs des constantes la forme de la courbe d'étalonnage $c(\rho)$ ou $c(\eta)$.

Remarque :

Cas d'une densité variable $\rho(z)$ (théorie à un groupe) :

$$\phi''_z - K_z \phi_z + S_z = 0 \quad \text{avec} \quad K_z = \frac{\Sigma a}{D} = k\, \rho^2(z)$$

En intégrant l'équation de même que précédemment, on obtient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K\,[\rho(z)].\phi(z)\, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} S(z)\, dz$$ (source de neutrons thermiques ralentis)

puisque les conditions aux limites impliquent $\int_{-\infty}^{+\infty} \phi''(z)\, dz = 0$.

Donc, si on suppose que la forme de $\phi(z)$ est toujours la même, par exemple $\phi(z) = e^{-\alpha|z|}$, on peut écrire la réponse du détecteur comme $\int_{-\infty}^{+\infty} K[\rho(z)].\phi(z)\, dz$, ce qui correspond à la forme de la réponse exprimée dans le modèle de YUROVA avec $f(z) = e^{-\alpha|z|}$ et $g(\rho) = K[\rho(z)] = k\rho^2(z)$.

ANNEXE 7

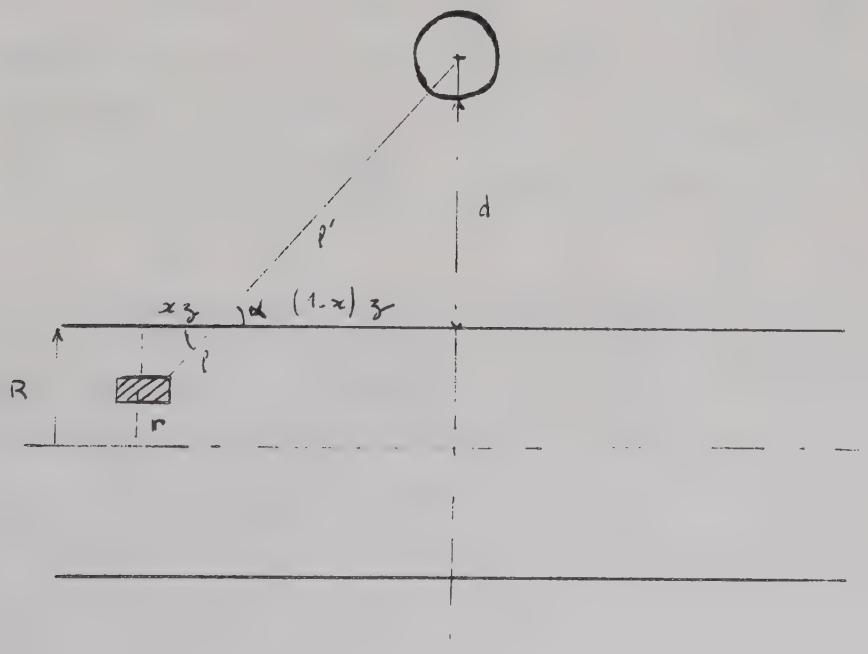
ATTENUATION EN LIGNE DROITE DE LA SOURCE DE NEUTRONS DIFFUSES

Nous avons montré en annexe 6 qu'il existait des solutions de l'équation "âge + diffusion" du type :

$$\phi\ (r,z) \ = \ \phi_z(z)\ \ \phi_r\ (r,\rho)$$

ρ étant la densité moyenne de la double phase. Ces solutions indiquent que la forme du flux thermique suivant l'axe z ne dépend que de la forme du flux source rapide.

Calculons maintenant dans le cadre d'un modèle d'atténuation en ligne droite le flux de neutrons thermiques au niveau du détecteur déduit d'un petit volume de canal dans lequel le flux de neutrons thermiques est $\phi(r, z, \rho)$.



le flux de neutrons $\phi(r,z,\rho)$ subit une atténuation en ligne droite composée de deux facteurs :

* un facteur d'atténuation géométrique en $\frac{1}{(\ell + \ell')^2}$

* un facteur d'atténuation physique par les noyaux du milieu lui-même entre le volume dv et le détecteur : $e^{-\Sigma t \ell}$

Le flux ϕ_d est donc proportionnel à $(r,z,\rho)\ \frac{e^{-\Sigma_t \ell}}{(\ell + \ell')^2}$

conditions géométriques : $\frac{R - r}{x.z} = \frac{d}{(1 - x)z} = t_g\ \alpha$ (1)

$$(\ell + \ell')^2 = z^2 + (d - r)^2 \quad (2)$$

$$\ell^2 = x^2 z^2 + (R - r)^2 \quad (3)$$

(1) $x = \frac{R - r}{R - r + d}$

(3) $\ell = (R - r)\sqrt{1 + \frac{z^2}{(R - r + d)^2}}$

$$\phi_d = \phi(r,z,\rho)\ \frac{\exp -\left[\rho \frac{N}{A} \sigma_t (R - r)\sqrt{1 + \frac{z^2}{(R - r + d)^2}}\right]}{z^2 + (d - r)^2} \quad (4)$$

Supposons la distance du détecteur au canal d suffisamment grande pour que $R \ll d$ et $z \ll d$ (5) l'équation (4) devient :

$$\phi_d = \phi(r, z, \rho) \quad \frac{e^{-\rho \frac{N}{A} \sigma_t (R - r)}}{d^2}$$

$$= \phi_\rho(r\rho) \quad \phi_z(z) \quad e^{-\left(\rho \frac{N}{A} \sigma_t (R - r)/d^2\right)}$$

Le flux ϕ_d au niveau du détecteur est dans ce cas :

$$\phi_d = \phi_{d_\rho}(r,\rho) \times \phi_z(z)$$

On cherche à mesurer la densité moyenne ρ dans une tranche d'écoulement à la distance z du détecteur. Cette tranche va donc induire sur le détecteur un flux :

$$\phi_t(z) = \int_0^R \phi_d(r)\, 2\pi r\, dr = \phi_{dz}(z) \int_0^R \phi_{d_\rho}(r,\rho)\, 2\pi r\, dr$$

$$\phi_t(z) = \phi_{dz}(z) \times \phi_{d_\rho}(\rho)$$

Yurova (35) et son équipe ont utilisé un modèle simple de représentation de la réponse du détecteur. Ce modèle est basé sur l'hypothèse où la réponse dr, dû à une tranche élémentaire d'écoulement dz de taux de plein η_2 (taux de plein instantané moyen sur la section) à la distance z du détecteur, s'exprime comme $dc = f(z)\, g(\eta_2)\, dz$.

Ce modèle correspond à l'approximation d'une réponse à variables z et η séparées puisque la réponse r est proportionnelle au flux $\phi_{tz} = \phi_{dz}(z) \times \phi_{d\rho}(\rho)$

donc $dr = K \phi_{tz}(z,\rho)\, d_z$

avec $\rho = \eta\, \rho_o$ ($\rho_o = 1 g/cm^3$)

NOM : LIATARD Prénom : Philippe

SUJET : "DEVELOPPEMENT ET QUALIFICATION DE LA METHODE DE MESURE DE TAUX DE VIDE PAR DIFFUSION NEUTRONIQUE"

RESUME

Cette thèse décrit la méthode de mesure de taux de vide par diffusion neutronique appliquée à des canalisations de grands diamètres (de 10 à 20 cm).

On dispose d'une source de neutrons rapides d'énergie 3 MeV ou 14 MeV (intensité maximale 4 x 10^{11} neutrons par seconde sur 4 π), générés par un accélérateur électrostatique de deutons de 400 kV. Les neutrons envoyés sur la canalisation se ralentissent et diffusent au cours des chocs sur l'hydrogène de l'écoulement diphasique eau-vapeur. Le comptage du nombre de neutrons thermiques diffusés permet alors de mesurer le taux de vide moyen dans une section droite sous le détecteur de largeur 10 à 20 cm. Cette largeur définit le volume de contrôle caractéristique de la configuration expérimentale utilisée.

La qualité de la mesure est vérifiée à l'aide d'une simulation de l'écoulement par du nylon sur diverses variations de taux de vide, sur différents régimes d'écoulement ainsi que sur des géométries cylindriques et en grappes du canal.

Des applications pratiques de cette méthode de mesure peuvent être ainsi envisagées, en particulier sur des canalisations comportant d'épaisses parois d'acier. La méthode reste alors la seule technique qui ne perturbe pas l'écoulement.

MOTS CLES :

Taux de vide, Diffusion (neutrons), Volume de contrôle, Ecoulement diphasique.